

CAHIERS DE PHYSIQUE

THÉORIE, SYNTHÈSES et MISES AU POINT

TOME 19 — 1965

COMITÉ DE RÉDACTION

Président : LOUIS DE BROGLIE.

Lecteur pour la Physique théorique : RAYMOND JANCEL.

Membres : Pierre AIGRAIN, Edmond ARNOUS, Albert ARNUF, André BERTHELOT, André BLANG-LAPIERRE, François CANAC, Marcel CAU, Maurice COTTE, Jean COULOMB, André DANJON, Raymond DAUDEL, Georges DÉJARDIN, Jean-François DENISSE, Jean-Louis DESTOUCHES, Emmanuel DUBOIS, Jean DUFAY, Gaston DUPOUY, Émile DURAND, René FORTRAT, Paul GERMAIN, Andrée GOUDOT, Émile HENRIOT, Marcel LAPORTE, Jean-Baptiste LAVAL, Robert LENNUIER, Louis LEPRINCE-RINGUET, Maurice LÉVY, André LICHNEROWICZ, René LUCAS, Jean-Paul MATHIEU, Max MORAND, Louis NÉEL, Maurice PARODI, Francis PERRIN, Gérard PETIAU, Georges REBOUL, Yves ROCARD, Auguste ROUSSET, Evry SCHATZMAN, Paul SOLEILLET, René THIRY, Marie-Antoinette TONNELAT, Jacques YVON.

ÉDITIONS DE LA REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

3 & 5, BOULEVARD PASTEUR — 165, RUE DE SÈVRES

PARIS (xv^e)

Chèques Postaux :
Paris 38178

Téléphone :
734-28-26

Registre du Commerce : Seine 57 B 17917

COMITÉ DE RÉDACTION

Président : Louis DE BROGLIE.

Lecteur pour la Physique théorique : Raymond JANCEL.

Membres : Pierre AIGRAIN, Edmond ARNOUS, Albert ARNULF, André BERTHELOT, André BLANC-LAPIERRE, François CANAC, Marcel CAU, Maurice COTTE, Jean COULOMB, André DANJON, Raymond DAUDEL, Georges DÉJARDIN, Jean-François DENISSE, Jean-Louis DESTOUCHES, Emmanuel DUBOIS, Jean DUFAY, Gaston DUPOUY, Emile DURAND, René FORTRAT, Paul GERMAIN, Andrée GOUDOT, Emile HENRIOT, Marcel LAPORTE, Jean-Baptiste LAVAL, Robert LENNUIER, Louis LEPRINCE-RINGUET, Maurice LÉVY, André LICHNEROWICZ, René LUCAS, Jean-Paul MATHIEU, Max MORAND, Louis NÉEL, Maurice PARODI, Francis PERRIN, Gérard PETIAU, Georges REBOUL, Yves ROCARD, Auguste ROUSSET, Evry SCHATZMAN, Paul SOLEILLET, René THIRY, Marie-Antoinette TONNELAT, Jacques YVON.

PRIX
DE L'ABONNEMENT
A UN TOME

{ France et France d'Outre-Mer..... 60 F
{ Etranger.....supplément de port, 10%

Prix du Cahier : 6 F

Les mémoires proposés, rédigés en français, anglais ou allemand, doivent être adressés aux Bureaux de la Revue d'Optique, 3, boulevard Pasteur, Paris (15^e), accompagnés d'un sommaire traduit éventuellement en français. Ils seront publiés dans la langue originale. Les documents non retenus seront renvoyés.

ARTICLES A PUBLIER DANS LES PROCHAINS NUMÉROS

MUMM THIOUNN : Solutions singulières des équations de Dirac-et théorie de la double solution de M^r L. de Broglie.

Claude DETRAZ : Contribution à l'étude de la structure des noyaux légers à couches ou sous-couches fermées par la réaction de pick-up à 155 MeV.

Savo BRATOŽ : Spectres infrarouges des hydracides gazeux comprimés.

Jean LAMEAU : Contribution à l'étude de l'induction électromagnétique en théorie non linéaire.

Constantin KURYLENKO : Spectre d'absorption K du magnésium.

M^{me} Ginette TARRAGO : Fréquences des transitions de vibration-rotation des molécules possédant un axe de symétrie ternaire ; calcul des corrections jusqu'au quatrième ordre.

H. C. VAN DE HULST : Les gaz interstellaires et la physique des plasmas.

M^{me} Monique MARGOTTIN-MACLOU : Sur le calcul du champ de forces et de la répartition électronique dans les molécules à partir des données spectrales. Application au méthanol.

Jean-Paul RICHARD : Possibilité de vérification de la relativité générale à l'aide de satellites artificiels terrestres.

RÉPERTOIRE DES FOURNISSEURS

1127N

APPAREILS DE LABORATOIRES

Société Alsacienne
de Constructions Mécaniques
69, rue de Monceau, Paris, 8^e
(Voir annonce spéciale)

INSTRUMENTS DE PRÉCISION

Edouard Bouty et C^{ie}
47, bd Auguste-Blanqui, Paris, 13^e
(Voir annonce spéciale)

MÉCANIQUE ET OPTIQUE DE PRÉCISION

ÉLECTRICITÉ ET RADIO-ÉLECTRICITÉ

Société Alsacienne
de Constructions Mécanique
69, rue de Monceau, Paris, 8^e
(Voir annonce spéciale)

Etablissements Pierre Angénieux
Usine de Saint-Héand (Loire)
(Voir annonce spéciale)

MICROSCOPES ET MICROSCOPIE

Lemardeley
127, rue de la Glacière, Paris, 13^e
(Voir annonce spéciale)

ENSEIGNEMENT DE L'OPTIQUE

Institut d'Optique
3 et 5, bd Pasteur, Paris, 13^e

Nachet
17, rue Saint-Séverin, Paris, 5^e
(Voir annonce spéciale)

INSTRUMENTS DE MESURES ET D'OBSERVATION

Stiassnie Frères
67, bd Auguste-Blanqui, Paris, 13^e
(Voir annonce spéciale)

Société Wild Paris
41, avenue de Villiers, Paris, 17^e
(Voir annonce spéciale)

Société Alsacienne
de Constructions Mécaniques
69, rue de Monceau, Paris, 8^e
(Voir annonce spéciale)

Établissements Ch. Beaudouin
1 et 3, rue Rataud, Paris, 5^e
(Voir annonce spéciale)

VERRES D'OPTIQUE

SOVIREL Dépt. Parra-Mantois
1, rue de la Pépinière Paris 8^e

Vient de paraître

EDITIONS DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

15, quai Anatole-France, PARIS 7^e

COLLOQUES INTERNATIONAUX

N° 118

**LA STRUCTURE
DES SOLUTIONS SOLIDES
MÉTALLIQUES**

ORSAY, 9-11 Juillet 1962

Volume broché, in-4° coquille, comportant
276 pages et 19 planches hors-texte

Prix : 25 F

OBJECTIFS P. ANGÉNIEUX PARIS

■ ■ ■

Photographie

Agrandissement

Cinéma

■ ■ ■

USINES ET BUREAUX :

SAINT - HÉAND (Loire)

Tél. : 21 à Saint-Héand

MAISON FONDÉE EN 1846

LEMARDELEY

CONSTRUCTEUR

127, rue de la Glacière - PARIS

**MICROSCOPES
MICROTOMES
SPECTROSCOPES
POLARIMÈTRES
COLORIMÈTRES**

etc...

.....

R. C. Seine 35.845

.....

Catalogue sur demande

microscopes

de recherche,
de laboratoire,

**WILD
HEERBRUGG**

et tous accessoires



SOCIÉTÉ WILD PARIS

41, Avenue de Villiers, PARIS 17° - WAG. 83-99

Maison VÉRICK-STIASSNIE
STIASSNIE Frères

Constructeurs
 67, Bd Aug.-Blanqui, PARIS

Microscopes
 Ultra-Microscopes
 Hématimètres
 Microtomes



OPTIQUE
 DE PRÉCISION

S O P T E L

174, quai de Jemmapes - PARIS (Xe)

NOR. 30-84

ÉTABLISSEMENTS ÉDOUARD BOUTY & C^{ie}

47, boulevard Auguste-Blanqui, PARIS (XIII^e)

Téléphone GOB. 46-98

R. C. 269 534 B

**CONSTRUCTION ET ÉTUDE D'INSTRUMENTS DE PRÉCISION
 pour la RECHERCHE et l'INDUSTRIE**

Microphotomètres enregistreurs — Photomètres
 Colorimètres — Spectroscopes
 Lunettes de visée — Collimateurs — Fentes
 Comparateurs et machines de mesures
 Goniomètres — Cathétomètres — Bancs d'optique
 Supports universels — Supports à crémaillère simple ou double

EXPÉRIENCES DE PHYSIQUE

EXPÉRIENCES DE DÉMONSTRATION

par **M. FRANÇON**

Professeur à la Sorbonne

500 expériences décrites, réparties entre la mécanique, la chaleur et la thermodynamique, la structure moléculaire de la matière, les vibrations et l'acoustique, l'optique, l'électricité et la physique corpusculaire.

S'adresse aux étudiants des cours P.C.B., S.P.C.N., M.P.C. et à ceux préparant le certificat de physique générale.

Eventuellement, il pourra être consulté par tous les professeurs de physique.

Volume 340 p., 25×16 cm., 620 fig. 4 pl. h. t. noir, 1 pl. h. t. en couleurs
 broché 32 F

ÉDITIONS DE LA REVUE D'OPTIQUE

3 et 5, boulevard Pasteur, PARIS (XV^e)

MANUEL DE PHOTOGRAPHIE SCIENTIFIQUE

SCIENCES PHYSIQUES ET BIOLOGIQUES

PAR

Gérard de VAUCOULEURS

Jean DRAGESCO

et

Pierre SELME

avec la collaboration de

Mme Henriette FARAGGI

et

H. TELLEZ-PLASENCIA

PRÉFACE DE L. P. CLERC

Extrait de la préface

Ce Manuel, d'une conception très différente de celle de tous les traités existants, est destiné aux travailleurs des Laboratoires de Recherches physiques ou biologiques ; il constitue une mise au net de l'enseignement technique préparatoire à la Recherche donné depuis plusieurs années par trois des auteurs sous l'égide du Centre National de la Recherche scientifique.

Les considérations de science photographique ont été réduites au minimum nécessaire à un travail intelligent ; les références bibliographiques qui terminent chaque chapitre permettront d'ailleurs au lecteur de satisfaire éventuellement sa curiosité sur quelques points l'intéressant particulièrement.

Les données numériques et pratiques sont réunies en un grand nombre de tableaux groupés à la fin de l'ouvrage, où le lecteur trouvera même les adresses des fabricants des appareils et fournitures cités, et les adresses des agents en France des fournisseurs étrangers.

Extrait de la table des matières

Introduction. — Propriétés générales des couches photographiques.

Optique photographique. — L'objectif photographique. L'appareil photographique. Le microscope. Les sources de lumière. Les filtres. Les posemètres.

Technique photographique générale. — Le laboratoire photographique. Le développement. Fixage, lavage, séchage. Opérations correctives. Épreuves positives et agrandissement.

Techniques spéciales. — Photographie en couleurs. Photographie de l'infrarouge et de l'ultraviolet. Enregistrement des rayons X et gamma. Enregistrement des faisceaux d'électrons. Enregistrement des trajectoires de particules chargées.

Applications scientifiques. — Mesures géométriques. Mesures photométriques. Photomicrographie. Microcinématographie. Macrophotographie. Photographie des documents : reproduction et enregistrement. Photographie des plantes et des animaux. Photographie des paysages.

Données numériques et pratiques. — 49 tableaux annexes de documentation technique et commerciale.

Volume de 392 p. 25 × 16 cm, 118 fig., 38 pl. h. t. Broché : 30 F.

Éditions de la REVUE D'OPTIQUE

3 et 5, boulevard Pasteur, Paris XV^e

verres **PARRA-MANTOIS**



**verres
bruts pour :**

L'optique de précision,
la photo, le cinéma,
la microscopie,
la lunetterie,
l'énergie atomique.
Les filtres colorés pour
la photo et le cinéma

INDUSTRIE ©

203

SOVIREL Dépt **PARRA-MANTOIS**
1, rue de la Pépinière - PARIS 8^e - Tél. 387.51.19

ÉTUDE DE LA DIFFUSION INÉLASTIQUE DES PROTONS DE 155 MeV SUR LES NOYAUX LÉGERS

PAR

Jean-Claude JACMART

INTRODUCTION

L'un des problèmes fondamentaux de la physique nucléaire est la compréhension des propriétés des noyaux à l'aide de modèles. L'élaboration et la mise au point de ceux-ci est en grande partie redevable à l'étude des réactions nucléaires qui, par le grand nombre d'informations qu'elles donnent sur la spectroscopie des noyaux et sur les mécanismes d'interaction, constituent une partie importante de la physique nucléaire expérimentale.

Le mécanisme de l'interaction des protons de 100 à 200 MeV avec les noyaux est très différent de celui qui décrit les expériences de basses énergies où le noyau apparaît comme opaque à la particule incidente et où il se forme le plus souvent un noyau composé. La longueur d'onde associée à un proton de 155 MeV ($\lambda \simeq 0,35$ fermi) est en effet nettement inférieure à la distance moyenne entre les nucléons et l'interaction, lorsqu'elle se produit, est localisée sur un nucléon ou un petit groupe d'entre eux. D'autre part, une estimation du libre parcours moyen des nucléons dans la matière nucléaire montre qu'à grande énergie celui-ci est comparable ou supérieur aux dimensions du noyau qui devient partiellement transparent pour l'onde incidente. Dans l'étude des niveaux nucléaires par les expériences de diffusion inélastique des protons de 155 MeV on se trouve, en conséquence, dans un cas intermédiaire entre ces mêmes expériences effectuées :

d'une part avec des particules α de l'ordre de 40 MeV ou avec des protons de l'ordre de 20 MeV pour lesquels le faible parcours moyen dans le noyau limite l'interaction à la surface ;

d'autre part avec les électrons de l'ordre de 150 MeV pour lesquels le noyau est presque totalement transparent en raison de la faiblesse de l'interaction électromagnétique.

La diffusion inélastique permet en particulier l'étude des niveaux des noyaux cibles ; en concurrence avec les autres effets (diffusion élastique, réactions avec émission simultanée d'une ou de plusieurs particules), ceux-ci peuvent être excités au cours de la collision, la désexcitation par photon ou par particule se produisant indépendamment de l'interaction primaire. La cinématique est semblable à celle de la diffusion élastique sur le noyau ; seule l'énergie d'excitation communiquée à celui-ci manque au bilan en énergie cinétique, d'où l'appellation de « diffusion inélastique ».

L'approximation d'impulsion est utilisée pour le calcul des sections efficaces ; son emploi est limité du fait des incertitudes quant à la description des états initial et final du noyau ; nous verrons cependant que lorsque ceux-ci peuvent être déduits d'un modèle, comme dans le cas du ^{12}C , le calcul de la section efficace est un excellent moyen de vérifier celui-ci. Nous verrons également que, dans le cas des transitions électriques de faible énergie d'excitation, on pourra déduire des distributions angulaires expérimentales un facteur de forme, très semblable à celui obtenu avec les électrons pour les mêmes transitions, et qui nous permettra d'obtenir aisément la multipolarité et la probabilité réduite de transition.

L'utilisation de protons comme projectiles présente l'avantage d'une section efficace élevée (de l'ordre d'un facteur 10^5 par rapport à l'emploi des électrons). La seule difficulté technique est d'obtenir une résolution en énergie inférieure à l'espacement des niveaux du noyau étudié ; l'histoire de ces expériences est donc liée aux progrès de l'appareillage dans ce sens et les études sont limitées aux noyaux légers ($A \leq 40$). Les premiers travaux furent effectués de 1954 à 1956 par Strauch & Titus [1] à 96 MeV au moyen d'un télescope à parcours ; malgré une résolution supérieure à 3 MeV, ces auteurs mettaient en évidence les principaux pics des noyaux légers. Sur le carbone en particulier, leurs courbes montrent nettement l'excitation des pics de 4,4 et 9,6 MeV et d'un pic large à 20 MeV au voisinage de la résonance géante de ce noyau. Les expériences ont été reprises en 1957 et 1958 par Tyren & Maris [2] à 185 MeV à l'aide d'un analyseur magnétique. Leur résolution de l'ordre de 1,8 MeV leur permettait une meilleure séparation des niveaux. En plus de ceux déjà observés par leurs prédécesseurs, ils obtenaient sur le carbone les pics de 7,6 ; 12,7 et 15,1 MeV ainsi qu'un dédoublement du pic de 20 MeV aux faibles angles, indication d'une structure fine. Ces auteurs donnaient les distributions angulaires des principaux pics du carbone, de l'oxygène et du calcium, ainsi que les spectres obtenus à deux ou trois angles sur plusieurs noyaux légers. D'autres mesures ont été effectuées sur le carbone avec des scintillateurs à cristal de NaI par Dickson & Salter en 1957 [3] (section efficace et polarisation des niveaux de 4,4 et 9,6 MeV de 15 à 50°) et par nous-même en 1960 [4] (distribution angulaire des niveaux de 4,4 ; 9,6 ; 15,1 et 20 MeV entre 5 et 60°) mais la résolution de l'ordre de 3 MeV ne permettait pas une étude détaillée. Enfin, certains auteurs [5, 6, 43] ont pu étudier la diffusion inélastique en détectant le rayonnement γ émis en coïncidence avec les protons diffusés. Cette méthode permet de séparer certains niveaux qui ne peuvent être vus en simple diffusion (par exemple le niveau de 0,48 MeV du ^7Li dont le pic est trop rapproché du pic élastique et beaucoup moins important que lui) et de fournir des renseignements supplémentaires par la mesure des corrélations angulaires py . Toutefois, cette méthode est limitée aux niveaux qui se dés excitent presque exclusivement par photons et son emploi est gêné par un bruit de fond important. Elle ne permet donc pas une étude générale de l'excitation par protons mais elle complète parfaitement les expériences faites en diffusion simple avec une résolution élevée que nous décrirons ici.

Nous avons en effet repris ces expériences au Laboratoire Joliot-Curie de Physique nucléaire d'Orsay qui, avec le synchrocyclotron de 155 MeV et l'analyseur magnétique de 170 cm de rayon, possède un appareillage particulièrement bien

adapté à leur réalisation. La résolution globale des particules après analyse, qui est de l'ordre de 0,8 MeV à 150 MeV, permet une meilleure séparation des pics inélastiques que dans les travaux antérieurs. L'amélioration du temps d'occupation du faisceau par une tension d'accélération auxiliaire modulée à 10 kHz [7] et l'angle solide de l'ordre de 2×10^{-3} sr de l'analyseur permettent un taux de comptage relativement élevé des détecteurs. Afin d'utiliser au maximum les possibilités de mesure, nous avons placé, sur le lieu de focalisation des particules de différentes quantités de mouvement, un ensemble de 30 détecteurs convenablement juxtaposés qui, en utilisant les propriétés de spectrométrie de l'analyseur, nous permettent d'explorer simultanément une plage d'énergie d'environ 10 MeV à 150 MeV. Ceci représente un gain de temps considérable par rapport à l'emploi d'un détecteur unique.

Nous exposerons d'abord la méthode expérimentale et les caractéristiques de l'appareillage que nous avons utilisé dans le but d'obtenir un grand nombre de mesures avec la meilleure résolution possible. Après avoir étudié ensuite brièvement la théorie de la diffusion inélastique, nous présenterons et discuterons les résultats que nous avons obtenus sur les noyaux suivants : ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$ et ${}^{12}\text{C}$. Une partie de ces résultats, ainsi que d'autres concernant des noyaux plus lourds, ont été précédemment publiés [48, 22, 50].

I. Appareillage

1. Principe de la méthode. — Les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement permettent de calculer complètement la cinématique d'une réaction à partir des données initiales. Connaissant l'énergie incidente et les masses des particules, on peut ainsi déduire l'énergie d'excitation — Q — communiquée au noyau de recul de la mesure de l'énergie des protons diffusés à un certain angle. L'énergie du faisceau n'est cependant connue qu'à 1 MeV près. En effet, pour déterminer celle-ci avec précision au moyen de l'analyseur, il faudrait diaphragmer à l'entrée et à l'intérieur de ce dernier de telle façon que la trajectoire du faisceau analysé ait un rayon bien déterminé ; la valeur de l'induction donnerait alors la quantité de mouvement des particules.

Ces conditions de diaphragme ne sont toutefois pas nécessaires dans nos expériences : le spectre obtenu à un angle donné nous donne en effet directement la différence de quantité de mouvement (ou d'énergie) entre les protons qui ont subi la diffusion élastique et ceux qui ont subi une diffusion inélastique. Cette différence est reliée à l'énergie d'excitation — Q — communiquée au noyau cible par la formule semi-relativiste suivante qui tient compte de l'énergie cinétique emportée par le noyau de recul :

$$E(Q = 0) - E(Q < 0) \simeq -\frac{A}{A + 1,08} Q \left\{ 1 + \frac{1,08 \cos \theta}{A[1 + (Q/4 E_0)]} \right\},$$

A étant le nombre de masse du noyau cible, θ l'angle de diffusion et E_0 l'énergie incidente. On voit que l'indétermination sur E_0 (inférieure à 1 %) n'entraîne pratiquement pas d'erreur sur la détermination directe de Q à partir de la mesure de $E(Q = 0) - E(Q < 0)$.

La figure 1 montre le schéma général de l'expérience ; après diffusion sur la

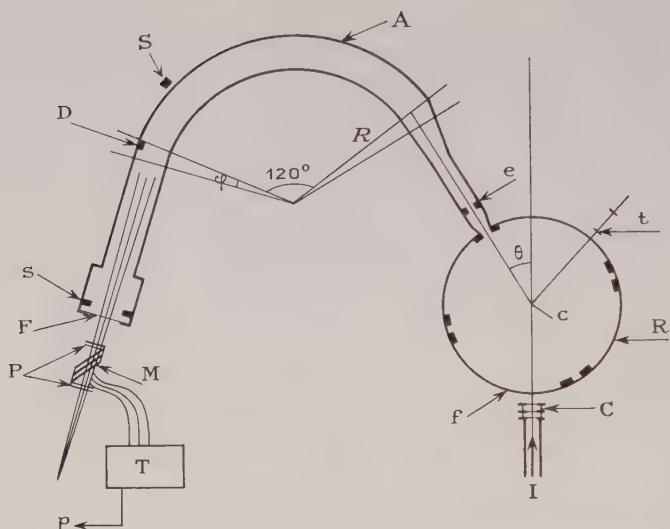


FIG. 1. — Schéma général de l'expérience : I, faisceau incident focalisé sur la cible ; c, cible ; C, chambre d'ionisation ; R, chambre à réactions ; f, fenêtres minces ; t, télescope moniteur ; e, diaphragme d'entrée ; A, chambre d'analyse ; S, sonde à résonance nucléaire ; D, diaphragme ; s, diaphragme de sortie ; F, fenêtre de mylar ; P, plastiques de coïncidences ; M, multidétecteur ; à trente voies ; T, diviseur de tension ; p, informations vers la salle de physique ; rayon moyen $R = 170$ cm ; angle de fuite $\varphi = 5,7^\circ$.

cible, les protons diffusés dans l'angle solide défini par le diaphragme d'entrée de l'analyseur sont analysés par celui-ci et, pour une quantité de mouvement donnée, viennent focaliser en un point image de la cible à la sortie de l'analyseur. Un ensemble de 30 détecteurs placé dans cette région permet de mesurer le spectre des quantités de mouvement des protons analysés. L'induction au centre de l'analyseur est étalonnée par rapport à une sonde à résonance nucléaire placée dans le champ de fuite des pièces polaires. Dans nos expériences, l'induction reste voisine de 11 000 G et l'on est loin des effets de saturation. La fréquence de résonance de la sonde est donc proportionnelle à l'induction au milieu de l'analyseur, c'est-à-dire à la quantité de mouvement des protons focalisant sur un canal donné du multidétecteur à 30 voies. Cette constante de proportionnalité a été déterminée une fois pour toutes pour un pic placé au centre du multidétecteur. La quantité de mouvement correspondant à un pic placé en un autre point de celui-ci est donnée par la dispersion. Nous donnerons les valeurs numériques de ces formules au cours de l'étude de l'appareillage. Des tables permettent de passer directement des quantités de mouvement aux énergies.

L'intensité du faisceau incident est mesurée par une chambre d'ionisation. Un télescope regardant la cible sous un angle constant par rapport au faisceau sert de moniteur. Les sections efficaces sont obtenues par comparaison à des réactions dont la section efficace est connue (diffusion proton-proton, diffusion élastique sur certains noyaux).

2. **Synchrocyclotron. Faisceau.** — Une description du synchrocyclotron a été

faite au colloque de Grenoble en 1960 [8]. Après sa sortie du canal magnétique, le faisceau est défléchi de 20° et focalisé par une paire de lentilles quadrupolaires. Sa section sur la cible a environ 12 mm de large et 20 mm de haut. Son trajet est entièrement dans le vide, sauf à l'entrée de la chambre à réactions où il traverse deux fenêtres minces, une chambre d'ionisation à parois minces et 20 cm d'air. Afin d'éviter les diffusions, aucun diaphragme n'est placé entre le déflecteur et la cible.

L'énergie du faisceau sur la cible est de 155 MeV. Sa dispersion ΔE qui est normalement de l'ordre de 4 MeV peut être diminuée par l'introduction à l'intérieur de l'accélérateur d'un diaphragme en forme de [qui coupe à l'endroit d'un ventre la plus grande partie des oscillations radiales et verticales [8]. On obtient ainsi : $\Delta E \simeq 2,8$ MeV pour une diminution d'intensité d'un facteur 2, $\Delta E \simeq 0,5$ MeV pour une diminution d'un facteur 10. La fraction du temps occupé par le faisceau est considérablement améliorée par l'adjonction sur le synchrocyclotron d'une tension d'accélération auxiliaire modulée à 10 kHz [7].

L'intensité est mesurée par une chambre d'ionisation à air de gain 1 000 reliée à un intégrateur.

3. **Analyseur.** — a) *Caractéristiques principales.* — Cet appareil, conçu spécialement pour l'étude des réactions induites par les protons de 155 MeV, possède, grâce à ses grandes dimensions, une très bonne résolution et un rendement élevé. Son rayon moyen de 170 cm permet l'analyse de particules une fois chargées ayant jusqu'à 900 MeV/c de quantité de mouvement (étude des deutons et des tritons). Les protons de 155 MeV (550 MeV/c) correspondent à une induction de 11 000 G. Les conditions de double focalisation sont obtenues par un angle de déflexion de 120° et une variation radiale de l'induction correspondant à un indice $n = 0,5$. L'objet et l'image sont situés symétriquement par rapport à l'aimant à environ 260 cm des pièces polaires et le grandissement est 1. Le grand pouvoir dispersif, dû à la grandeur du rayon et de l'angle de déflexion, entraîne une résolution intrinsèque élevée (1 ‰ en quantité de mouvement pour un objet de 5 mm de large).

A 11 000 G l'indice reste voisin de 0,5 à 2 ‰ près sur une largeur totale de 20 cm autour du rayon moyen et la hauteur disponible à l'intérieur de la chambre d'analyse est égale à 20 cm ; l'angle solide est ainsi de l'ordre de 2×10^{-3} sr. Le portable comporte trois positions dont le choix est télécommandé depuis la salle de mesures. L'ensemble de l'analyseur et de la chambre à réactions, bien que pesant 200 t, peut tourner sur un rail circulaire, la cible restant sur l'axe de rotation.

La mesure de l'induction et de son gradient ainsi que la vérification des caractéristiques théoriques par la méthode du fil d'abord et par les protons ensuite sont décrites par C. Detraz [9]. A part une légère différence sur l'angle de fuite, les résultats sont en accord avec les prévisions et il n'a pas été nécessaire de modifier le multidétecteur dont la construction fut entreprise avant ces mesures.

b) *Utilisation en spectromètre.* — La propriété de double focalisation, horizontale et verticale, signifie que pour une valeur donnée B de l'induction magnétique, l'ensemble des trajectoires de même quantité de mouvement, issues de la cible et traversant l'angle solide accepté par l'analyseur, focalisent en un même point à la sortie de celui-ci. Un détecteur unique placé en ce point permet donc de

mesurer le spectre des quantités de mouvement p des protons issus de la cible en effectuant des comptages successifs à diverses valeurs de l'induction $\mathcal{B}$. Ces deux quantités sont liées par la relation $p = e \mathcal{B} r$, e étant la charge du proton et r étant le rayon de courbure, ce qui donne $\Delta p/p = \Delta \mathcal{B}/\mathcal{B}$.

Les mesures étant faites point par point, l'étude d'un spectre complet par cette méthode est assez longue. Il est cependant possible, la résolution restant bonne sur une plage étendue (30 cm), de mieux utiliser les possibilités de l'appareil en employant plusieurs détecteurs à la fois. Si ces derniers sont convenablement placés sur le lieu géométrique des points de focalisation des différentes quantités de mouvement, on comptera sur chacun d'eux le nombre de protons ayant une quantité de mouvement donnée. Pour chaque valeur de l'induction on obtiendra non plus un point mais une portion du spectre des quantités de mouvement.

Nous avons donc construit un multidétecteur ; le choix de la géométrie de cet appareil en fonction de l'expérience projetée dépend des propriétés de l'analyseur que nous allons étudier plus en détails. Nous utiliserons largement au cours de ce paragraphe les résultats et formules donnés par I. Brissaud [10] dans ses calculs préliminaires sur l'analyseur.

c) *Lieu géométrique des points de focalisation.* — L'équation de cette courbe, dans le plan horizontal médian, pour des particules de différentes quantités de mouvement, est donnée dans un calcul au premier ordre, pour une source ponctuelle par

$$x_1 = \frac{45\,000 + 503\,e}{169 - 0,087\,e}, \quad y_1 = e \frac{480 + 1,29\,e}{239 - 0,12\,e},$$

avec $e = 2 R \Delta p/p_0$ et $R = 170$ cm (rayon moyen des particules de quantité de mouvement $p_0 = \mathcal{B}_0 R z e$) ; x_1 et y_1 sont les coordonnées du point de focalisation des particules de quantité de mouvement $p_0 + \Delta p$ (x_1 , distance aux pièces polaires ; y_1 , distance à la trajectoire moyenne). Cette courbe coupe la trajectoire moyenne sous un angle de 33° à la distance $x_1 = 266$ cm des pièces polaires. Dans le domaine d'énergie utilisé ($\Delta p/p_0 < 2\%$) elle peut être assimilée à un segment de droite. C'est sur celui-ci que doivent être disposés les détecteurs. Il faut remarquer que l'équation de cette courbe ne dépend explicitement que de $\Delta p/p_0$ et pas de p_0 . L'angle de 33° ainsi que la dispersion sont donc indépendants de l'induction. L'utilisation pratique d'un multidétecteur aurait été beaucoup plus compliquée s'il en avait été autrement.

Lors des premières mesures sur l'analyseur, il a été constaté que l'angle de fuite réel à 11 000 G était égal à $5,0^\circ$ au lieu de $5,7^\circ$ prévu [9]. La position de la cible, fixée par construction, n'est pas modifiable et ne se trouve donc pas sur l'axe optique réel. Il en résulte pour la courbe précédente une translation d'ensemble de plusieurs centimètres, les autres caractéristiques n'étant pas sensiblement modifiées.

d) *Grandissement.* — Celui-ci est donné par la formule suivante [10] :

$$G = -(170 + e)/(169 - 0,09\,e).$$

Il reste voisin de 1 dans le domaine utilisé $\Delta p/p_0 \leq \pm 2\%$. Il faudra toutefois, pour les calculs de résolution, tenir compte des aberrations qui, dans notre cas, agrandissent l'image d'un facteur $\alpha \simeq 1,35$ environ [10].

e) *Dispersion*. — Par définition, celle-ci est le rapport D de la distance à l'axe optique à la variation correspondante de la quantité de mouvement, en valeurs relatives ; on montre qu'elle est donnée par

$$D = \frac{y/R}{\Delta p/p_0} = \frac{1 + |G|}{1 - n} = 2(1 + |G|).$$

Etant donné sa faible variation sur le domaine utilisé, on peut considérer G comme constant et, en prenant sa valeur moyenne $G = 1,006$, on obtient

$$y = 2 R (1 + |G|) \Delta p/p_0 = 682 \Delta p/p_0 \text{ (cm)}.$$

L'erreur entraînée par cette approximation reste inférieure à 0,1 MeV.

La largeur totale du multidétecteur, perpendiculairement à l'axe optique, a été choisie égale à 24 cm ce qui permet d'explorer une plage totale

$$\Delta p/p_0 = 24/682 = 3,5 \% \text{ (soit 10 MeV à 150 MeV)}.$$

f) *Résolution intrinsèque de l'analyseur*. — C'est l'incertitude en quantité de mouvement introduite par les dimensions de la source ; elle est donnée par $\Delta p/p_0 = y_0 G \alpha / 682$, y_0 étant la largeur en centimètre de la source dans le plan horizontal, α le coefficient d'aberration de l'ordre de 1,35, ce qui donne en première approximation $\Delta p/p_0 = y_0/503$.

g) *Plage utilisable en fonction du diaphragme d'entrée*. — L'indice du champ magnétique varie légèrement avec le rayon autour de la valeur optimum $n = 0,5$. A 11 000 Oe, il ne s'écarte de plus de 2 % de cette valeur qu'à l'extérieur d'une zone d'environ ± 10 cm de part et d'autre du rayon moyen $R = 170$ cm. Il est donc nécessaire de connaître, en fonction du diaphragme d'entrée qui détermine l'angle solide de l'analyseur, le domaine des quantités de mouvement dont les trajectoires restent sur toute leur longueur à l'intérieur de cette zone. Celles-ci ont pour équation, dans le plan horizontal médian pour $n = 0,5$,

$$r' = \frac{\sqrt{2}}{260} (170 + e) (r_0 - y_0) \sin \frac{\varphi}{\sqrt{2}} + (r_0 - e) \cos \frac{\varphi}{\sqrt{2}} + e,$$

où r' est la distance, dans le secteur, de la particule à la trajectoire moyenne $R = 170$ cm, r_0 est la distance, à l'entrée des pièces polaires, de la particule à la trajectoire moyenne $R = 170$ cm (sa valeur extrême est égale à la largeur $2r$ du diaphragme d'entrée qui est situé à mi-distance entre l'objet et les pièces polaires), y_0 est la demi-largeur de l'objet, $e = 2R \Delta p/p_0$, φ est l'angle azimutal (fig. 2).

En annulant la dérivée $dr'/d\varphi$ on obtient l'angle azimutal du maximum,

$$\operatorname{tg} \frac{\varphi_{\max}}{\sqrt{2}} = \frac{(\sqrt{2}/260) (170 + e) (r_0 - y_0)}{r_0 - e},$$

qui permet de calculer la distance maximum $r'_{\max}$ à la trajectoire moyenne. Les

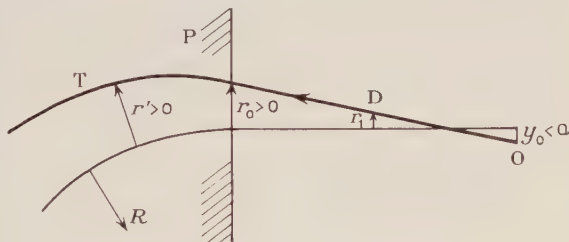


FIG. 2 — O, objet ; D, diaphragme ; P, pièces polaires ; T, trajectoire ; rayon moyen $R = 170$ cm.

trajectoires qui s'écartent le plus de la trajectoire moyenne dans le secteur sont celles qui, d'une part, entrent dans les pièces polaires loin de l'axe optique et inclinées par rapport à celui-ci (r_0 et y_0 grands et de signes contraires) et pour lesquelles, d'autre part, $\Delta p/p_0$ est grand et de même signe que r_0 .

La condition $r'_{\max}(r_0, y_0, \Delta p/p_0) < 10$ cm fixe la limite de $\Delta p/p_0$ à ne pas dépasser et que nous avons reportée sur la figure 3. Pratiquement les résultats

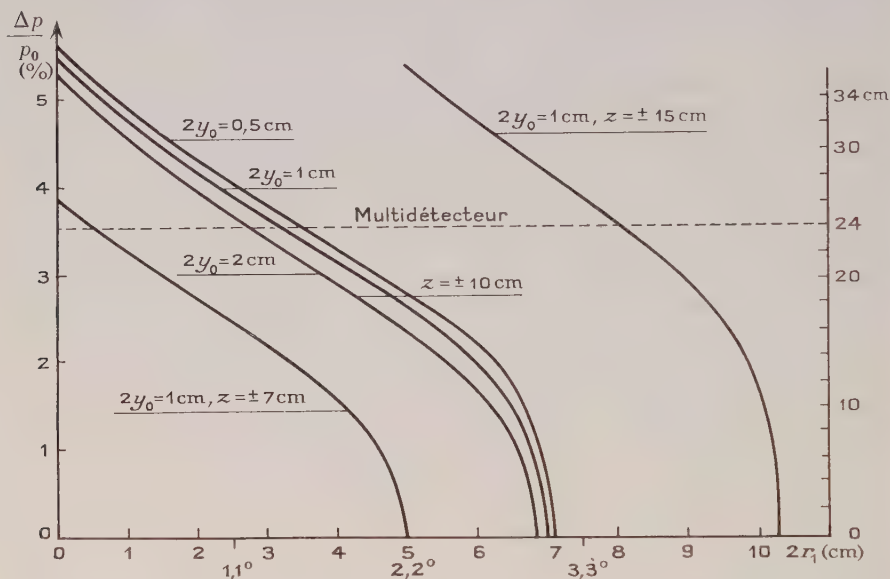


FIG. 3. — Domaine des quantités de mouvement pour lesquelles les trajectoires restent à l'intérieur de la zone d'indice z convenable en fonction du diaphragme d'entrée. En abscisses, diamètre $2r_1$ du diaphragme d'entrée et ouverture angulaire en degrés. En ordonnée à droite, largeur du domaine perpendiculairement à l'axe optique à l'endroit du multidétecteur.

sont symétriques de part et d'autre de la trajectoire moyenne, c'est-à-dire lorsqu'on change les signes des trois paramètres ; on a donc reporté sur la figure les résultats obtenus en fonction des dimensions totales $2y_0$ de l'objet et $2r_1$ du diaphragme d'entrée supposés centrés ; les valeurs données pour $\Delta p/p_0$ représentent donc aussi les largeurs totales du domaine permis. Pour une bonne utilisation, il est nécessaire de se tenir au-dessous et à gauche de ces courbes limites et on voit que si la largeur de l'objet a peu d'effet pour $2y_0 \leq 2$ cm, le choix de l'ouverture du diaphragme est important ; il ne doit théoriquement pas, d'après cette courbe, être ouvert à plus de 3 cm pour que la focalisation reste bonne sur l'ensemble du multidétecteur dont la largeur totale est 24 cm.

En fait, nous avons vu que la cible ne se trouve pas sur l'axe optique réel. Par suite, la trajectoire médiane, qui normalement devrait rester sur le rayon moyen 170 cm, se trouve légèrement dyssymétrique, elle a un rayon plus faible dans la première moitié de l'analyseur et un rayon plus grand dans la deuxième moitié, cet écart étant inférieur ou égal environ à 1,5 cm. De plus, c'est près de la sortie des pièces polaires que les trajectoires extrêmes $p_0 + \Delta p$ s'écartent le plus de la

trajectoire médiane p_0 . Ces deux effets s'ajoutent dans cette région qui est la première à affecter la résolution.

Il faut toutefois remarquer que les limites théoriques données par ces courbes peuvent être plus ou moins dépassées suivant les cas sans affecter sensiblement la résolution globale car :

a) elles sont tracées pour les trajectoires marginales qui *seules* affectent la résolution en ne sortant que *partiellement* de la zone de bon indice ; les trajectoires peu inclinées sur l'axe optique continuent à être bien focalisées ;

b) l'indice ne varie pas brutalement sur le bord de la plage ;

c) et surtout, il n'est ici question que de la résolution intrinsèque de l'analyseur, les autres causes d'élargissement étant généralement prépondérantes.

Les résultats que l'on obtiendrait pour une zone d'indice plus étroite (± 7 cm) et pour une zone plus large (± 15 cm) ont également été tracés sur la figure.

Nous avons disposé à la sortie des pièces polaires un diaphragme d'ouverture $\div 16$ cm et $\div 15$ cm laissant largement passer le faisceau analysé ; les particules, dont la valeur $\Delta p/p_0$ est en dehors des limites utilisées, pourraient autrement diffuser sur les parois de la chambre et venir perturber les mesures sur le multidétecteur ; ceci aurait été gênant aux faibles angles où la section efficace de diffusion élastique devient beaucoup plus grande que les autres.

h) *Diaphragme vertical*. — L'équation des trajectoires dans le plan vertical est donnée par

$$z = \frac{\sqrt{2} \times 170}{260} (z_0 - h_0) \sin \frac{\varphi}{\sqrt{2}} + z_0 \cos \frac{\varphi}{\sqrt{2}},$$

z étant la distance, dans le secteur, de la particule au plan médian, z_0 la distance à l'entrée des pièces polaires, de la particule au plan médian, h_0 la demi-hauteur de l'objet et φ l'angle azimutal. On a une symétrie par rapport au plan médian (fig. 4).

Cette formule permet de calculer le diaphragme vertical, la valeur maximum de z étant limitée par la hauteur intérieure de la chambre ± 10 cm.

Ce diaphragme, situé à mi-distance entre la cible et les pièces polaires, avait dans nos expériences une hauteur totale de 5 cm.

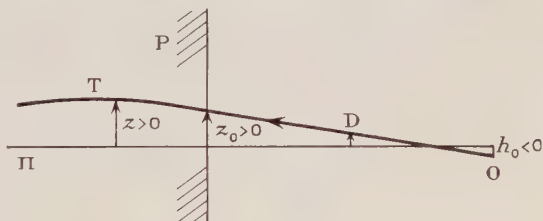


FIG. 4. — O, objet ; D, diaphragme ; P, pièces polaires ; T, trajectoire ; Π , plan médian.

4. **Multidétecteur.** — 1. *Choix de la géométrie.* — Celui-ci dépend à la fois des propriétés de l'analyseur que nous venons d'étudier et de l'expérience projetée, suivant que l'effort doit être porté sur la résolution ou sur l'intensité. Dans l'étude de la diffusion inélastique l'utilisation d'un multidétecteur nous permet justement de ne pas être trop limité par l'intensité, mais nous avons vu que nous devions rechercher la meilleure résolution possible afin de séparer les pics correspondant aux niveaux excités des noyaux étudiés. Pour que la position du sommet d'un pic puisse être déterminée sans ambiguïté, on a intérêt à ce que les détecteurs soient

assez étroits pour que ce pic recouvre plusieurs d'entre eux. Nous devons donc étudier séparément les différents facteurs qui affectent la résolution et les possibilités que nous avons de les réduire.

a) *Largeur en énergie du faisceau incident.* — Nous avons vu que l'introduction d'un diaphragme à l'intérieur du synchrocyclotron permet de réduire cette largeur à environ 0,5 MeV au prix d'une diminution d'intensité d'un facteur 10. Cette valeur approximative est le résultat extrême de nos propres mesures et il est peut-être possible de l'améliorer encore ; l'effet ne serait évidemment mesurable que si toutes les autres causes d'élargissement étaient inférieures à celle du faisceau.

b) *Résolution angulaire.* — L'angle d'ouverture $\Delta\theta$ de l'analyseur dans lequel sont émis les protons après diffusion sur un noyau cible introduit une dispersion en énergie. Le calcul non relativiste de la diffusion élastique des protons sur un noyau de masse A donne la valeur relative de cet élargissement :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\sin \theta}{\sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}} \Delta\theta.$$

Cette formule reste valable en première approximation pour un pic de diffusion inélastique. La correction relativiste est négligeable. Nous avons tracé sur la figure 5 sa variation en fonction de θ et de A pour une ouverture $\Delta\theta = 1^\circ$. On

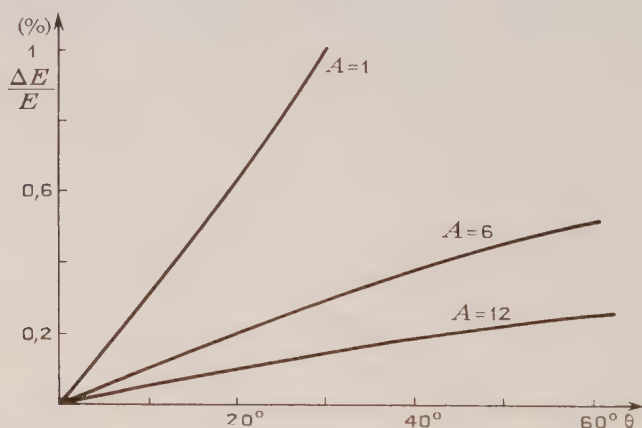


FIG. 5. — Résolution angulaire. $\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\sin \theta}{\sqrt{A^2 - \sin^2 \theta}} \Delta\theta$ en fonction de θ pour $\Delta\theta = 1^\circ$. Les ordonnées de la courbe $A = 1$ doivent être multipliées par 2.

voit que pour les noyaux légers, il est nécessaire de réduire le diaphragme d'entrée lors d'une diffusion à grand angle, c'est-à-dire justement là où la section efficace différentielle est plus faible. On remarque également que l'hydrogène contaminant certaines cibles peut former un pic très large qui empêchera la détection de certains niveaux à certains angles.

c) *Épaisseur de la cible.* — Lors d'une diffusion à un angle θ , la normale à la cible est placée à un angle $\theta/2$ par rapport au faisceau incident. L'épaisseur traversée par les protons est ainsi identique quel que soit l'endroit où se produit la

collision à l'intérieur de la cible. L'élargissement en énergie est alors dû seulement à la différence de ralentissement des protons avant et après le choc par suite de leur différence d'énergie soit, en prenant les deux cas extrêmes où le choc a lieu à l'entrée ou à la sortie de la cible,

$$\Delta E' = \frac{e}{\cos(\theta/2)} \left(\frac{dE'}{dx} - \frac{dE}{dx} \right),$$

E étant l'énergie du proton incident, E' celle du proton diffusé, e l'épaisseur normale de la cible et θ l'angle de diffusion (fig. 6).

Ceci donne, par exemple, pour des protons de 155 MeV perdant 25 MeV lors d'une collision à 30° dans une cible de 1 mm (soit $0,16 \text{ g/cm}^2$) de carbone, ce qui est un cas moyen dans nos expériences,

$$\Delta E' = \frac{0,16}{\cos 15^\circ} (5,39 - 4,76) = 0,1 \text{ MeV}.$$

On voit que l'effet n'est pas très important si la cible n'est pas trop épaisse.

Remarque. Il est possible d'éliminer presque complètement cet élargissement en choisissant l'angle de la cible de telle façon que la différence de parcours compense la différence de ralentissement. L'angle α de la normale à la cible serait alors fonction de l'énergie moyenne E' des protons diffusés dans l'analyseur de façon à satisfaire l'équation

$$\frac{1}{\cos \alpha} \frac{dE_0}{dx} = \frac{1}{\cos(\theta - \alpha)} \frac{dE'}{dx};$$

α est en pratique très voisin de l'angle $\theta/2$ auquel nous avons placé la cible.

d) *Largeur de l'objet.* — Nous avons vu qu'en tenant compte des aberrations, l'élargissement dû à la largeur y_0 de l'objet est donné par la formule $\Delta p/p = y_0/503$, où y_0 est en centimètre.

y_0 est normalement donné par la section du faisceau sur la cible qui était dans nos expériences de l'ordre de 1,2 cm, soit $\Delta p/p = 1,2/503 = 0,24 \%$. Les lentilles quadrupolaires qui focalisent le faisceau sur la cible ne permettent pas d'obtenir mieux et c'est ce facteur qui était le plus important et limitait notre résolution totale. Nous avons pu le réduire en utilisant des cibles étroites de largeur 0,7 cm donnant alors une résolution partielle $\Delta p/p = 0,7/503 = 0,14 \%$. Un moniteur était dans ce cas nécessaire pour corriger les variations éventuelles de rendement dues à un faible déplacement latéral du faisceau. Un télescope regardant la cible sous un angle fixe par rapport à celui-ci était utilisé à cet effet.

e) *Diffusion devant le multidétecteur.* — A la sortie de l'analyseur les protons doivent traverser une fenêtre de mylar de 0,2 mm d'épaisseur et un scintillateur plastique de 2 mm. Ceux-ci sont assez rapprochés du multidétecteur pour que la diffusion qu'ils provoquent n'ait pas d'effet sur la résolution.

f) *Résolution totale. Largeur des détecteurs.* — L'ensemble des quatre facteurs principaux que nous venons d'étudier donne ainsi la résolution suivante lorsque les paramètres sont convenablement choisis :

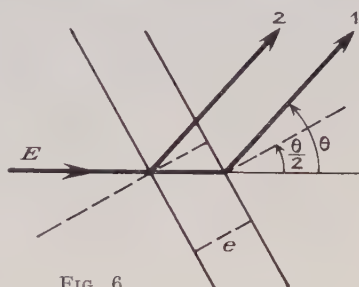


FIG. 6.

faisceau incident, $\Delta E/E = 0,5/150 = 0,33 \%$, soit	$\Delta p/p = 0,17 \%$
résolution angulaire, diaphragme ouvert à 1° ou 2° de façon à avoir	$\Delta p/p = 0,15 \%$
épaisseur de la cible, $\Delta E/E = 0,2/150 = 0,13 \%$, soit	$\Delta p/p = 0,07 \%$
largeur de l'objet, $0,7 \text{ cm}$	$\Delta p/p = 0,14 \%$
somme quadratique de ces quatre facteurs	$\Delta p/p = 0,28 \%$

Nous avons en conséquence choisi pour nos détecteurs une largeur de $0,8 \text{ cm}$, c'est-à-dire une résolution partielle $\Delta p/p = 0,8/682 = 0,11 \%$, soit $0,33 \text{ MeV}$ à 150 MeV ou $0,23 \text{ MeV}$ à 100 MeV , ce qui nous permet de mesurer la partie supérieure d'un pic sur trois détecteurs avec une résolution totale $\Delta p/p = 0,3 \%$, soit $0,9 \text{ MeV}$ à 150 MeV .

g) *Largeur totale du multidétecteur.* — Celle-ci détermine la plage de quantités de mouvement que l'on peut explorer en une seule mesure ; nous l'avons choisie égale à 24 cm ce qui correspond à $\Delta p/p = 24/682 = 3,5 \%$ (soit 10 MeV à 150 MeV ou 7 MeV à 100 MeV).

On voit sur la figure 3 que cette largeur permet une utilisation convenable de l'analyseur avec une ouverture de $1,4^\circ$ pour le diaphragme d'entrée, ce qui est compatible avec l'ouverture de 1 à 2° permise par la résolution angulaire (fig. 5).

h) *Géométrie de l'ensemble.* — Notre appareil se compose donc de trente détecteurs de $0,8 \text{ cm}$ de large et 5 cm de haut, juxtaposés sur un segment de droite faisant un angle de 35° avec l'axe optique. Il est monté sur un support dont la position est réglable par rapport au banc d'optique placé à la sortie de l'analyseur ; la double focalisation n'est en effet pas rigoureuse à toutes les inductions et il est important pour la résolution que les détecteurs puissent être placés à l'endroit de la meilleure focalisation radiale.

2. *Dispositif de détection.* — Des appareils semblables ont été décrits par différents auteurs [11 à 13]. Nous avons d'abord imaginé un système composé d'un seul grand plastique ayant une forme telle que la quantité de lumière reçue sur un tube photomultiplicateur soit directement reliée à la position du proton détecté. Ce système aurait été d'une construction simple mais, dans notre cas, en plus des inconvénients dus au défaut de linéarité et à la difficulté d'obtenir une résolution suffisante, il présentait l'inconvénient majeur suivant : l'ensemble du spectre sur 10 MeV de large étant détecté sur un plastique unique, un pic de faible intensité voisin d'un pic de très forte intensité, comme le pic élastique aux faibles angles, aurait été noyé dans la queue de ce dernier.

Nous avons donc préféré utiliser des détecteurs séparés vus chacun par un tube photomultiplicateur dont les impulsions sont comptées indépendamment. Les détecteurs sont des plastiques à section carrée de 8 mm de côté accouplés chacun à un tube photomultiplicateur 52 AVP. Des chapeaux en aluminium de $0,02 \text{ mm}$ d'épaisseur les isolent optiquement les uns des autres. Deux grands plastiques placés perpendiculairement à l'axe optique devant et derrière le multidétecteur couvrent toute la plage analysée. Ils sont vus par des tubes 56 AVP dont les impulsions en coïncidences débloquent le comptage. On obtient ainsi un effet de télescope éliminant les particules parasites qui traversent le multidétecteur sous-

un angle grand par rapport à l'axe optique. Le plastique de devant a une épaisseur faible (2 mm) pour éviter une diffusion trop importante. L'ensemble est monté sur un bâti rigide qu'on peut voir en cours de montage sur la figure 7. Ce bâti est



FIG. 7.

fixé lui-même au banc d'optique de l'analyseur dans une position réglable. Tous les tubes photomultiplicateurs sont protégés du champ magnétique extérieur par un double blindage en mumétal et en fer doux.

3. *Electronique du multidétecteur.* — Les trente tubes photomultiplicateurs sont des 52 AVP à faible encombrement. Les chaînes de résistance sont montées sur le bâti ; des potentiomètres permettent de régler indépendamment les tensions d'alimentation. Chaque tube est suivi d'un amplificateur, d'un discriminateur à seuil réglable, d'un « trigger » de mise en forme, d'un circuit de déblocage par les impulsions de coïncidence des deux grands plastiques et d'un émetteur « follower » de sortie. La figure 8 montre le diagramme fonctionnel de cet ensemble. Celui-ci répété 30 fois pose des problèmes d'encombrement et de dépannage. Il est entièrement transistorisé et monté d'une façon assez compacte sur des plaquettes interchangeables qui se fixent sur le bâti du multidétecteur.

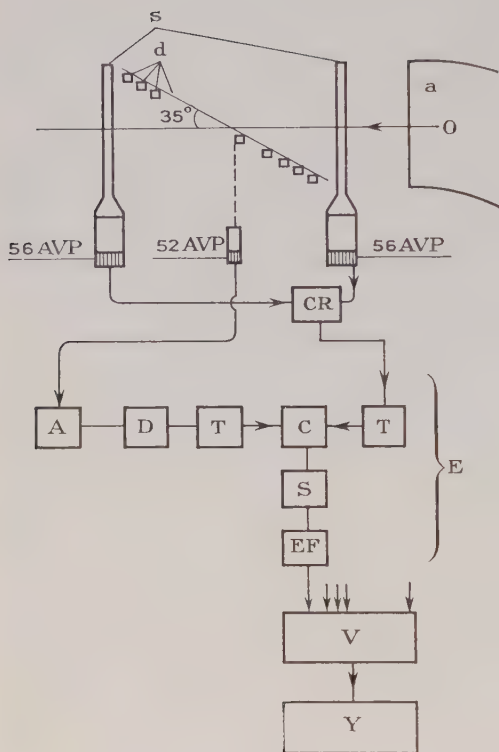


FIG. 8. — Diagramme fonctionnel de l'électronique du multidétecteur : a, analyseur ; O, axe optique ; s, deux scintillateurs en coïncidence ; d, trente détecteurs à scintillations ; CR, coïncidences rapides ; A, amplificateur ; D, discriminateur à seuil variable ; T, « trigger » de mise en forme ; C, coïncidences ; S, seuil ; EF, émetteur « follower » de sortie ; E, trente ensembles montés sur des plaquettes interchangeables ; V, diviseur de tension ; Y, analyseur d'amplitudes.

4. *Système de comptage.* — La salle d'expérience étant séparée de la salle de physique par une longueur d'environ 30 m de câble, on a intérêt à restreindre le nombre de liaisons. La méthode suivante avait d'abord été employée.

A leur sortie du multidétecteur, les impulsions étaient envoyées dans trente échelles de comptage transistorisées installées à côté de l'analyseur. Un système de lecture rapide [14] permettait, au fur et à mesure de leur accumulation, de transmettre dans la salle de physique, par l'intermédiaire d'un seul câble, les informations qu'elles contenaient. L'émission et la réception de l'adresse d'une échelle et du nombre binaire qu'elle indiquait se faisait au moyen de coïncidences et de lignes à retard. L'information traduite en langage décimal pouvait être soit projetée sur un écran d'oscilloscope, soit lue sur des décatrons. Ce système a très bien marché pendant la première série d'expériences mais, les réglages étant longs et délicats, il s'est avéré trop fragile dans son utilisation auprès du synchrocyclotron. On a donc finalement employé un système plus simple : un diviseur de tension, placé près du multidétecteur, avait pour effet de réduire les impulsions calibrées sortant des plaquettes de telle façon qu'à chaque détecteur corresponde une hauteur d'impulsion déterminée. Toutes les impulsions étaient ensuite transmises par un seul câble à un analyseur d'amplitudes placé dans la salle de physique sur lequel le spectre pouvait être relevé.

5. *Mise au point au laboratoire.* Le seuil variable du discriminateur doit

être réglé de façon à supprimer le bruit de fond des photomultiplicateurs et l'activité résiduelle des plastiques après leur irradiation, tout en laissant passer largement les impulsions des protons. Ce seuil étant commun à toutes les voies, celles-ci doivent toutes avoir le même gain. Les plaquettes étaient vérifiées et réglées à l'aide d'un générateur d'impulsions de façon à avoir des caractéristiques identiques. Les réglages des tensions des photomultiplicateurs étaient longs et ne pouvaient être effectués avec les protons ; nous avons donc utilisé une source de ^{32}P donnant un spectre β d'énergie maximum 1,7 MeV. Un essai préalable nous avait donné le rapport des hauteurs d'impulsions provoquées dans notre appareillage par des protons de 150 MeV et par les électrons β d'énergie maximum du ^{32}P , qui est de l'ordre de 3 ; nos réglages effectués par comptage sur les grandes énergies du spectre étaient plus sévères que nécessaires. Les photomultiplicateurs, ayant entre eux de grandes différences de caractéristiques, ont dû être séparés en quatre groupes alimentés par des hautes tensions différentes, les potentiomètres étant réservés aux réglages fins. L'ensemble de l'installation comprenant le système de comptage a été également vérifié avec la source de ^{32}P .

II. Mise au point et conditions expérimentales

1. **Mise au point en vue de l'étude de la diffusion inélastique.** — Le multidétecteur étant mis en place sur l'analyseur de telle façon que son centre coïncide avec la position du foyer obtenue lors des premières mesures, les essais furent alors effectués sur le pic de diffusion élastique du carbone à 20°. Après avoir procédé aux réglages des coïncidences et du seuil du discriminateur, les points suivants ont été étudiés.

a) *Taux de comptage. Rendement.* — Lorsque le taux de comptage est trop élevé, on peut s'attendre à des pertes électroniques dues au blocage des coïncidences ou, dans certains cas, au temps mort du système de comptage. La tension d'accélération auxiliaire du synchrocyclotron modulée à 10 kHz nous permettait le plus souvent d'être loin de cette limite. Il faut remarquer que, à part le bruit de fond de la salle d'expérience, notre appareillage, étant donné sa position, ne détecte pratiquement que les particules analysées : le taux de comptage était donc plutôt limité par l'intensité du faisceau primaire qui, dans notre expérience, était réduite d'un facteur voisin de 10 par le diaphragme interne destiné à améliorer la résolution.

Connaissant l'intensité du faisceau primaire, l'angle solide d'entrée de l'analyseur et la section efficace de diffusion élastique sur une cible de carbone, on peut déterminer le rendement de l'appareillage ; celui-ci était de l'ordre de 90 % et généralement constant le long du multidétecteur. Toutefois, au cours d'une série d'expériences, par suite d'une défaillance d'un détecteur de coïncidences, le rendement variait d'une extrémité à l'autre ; un pic de diffusion ayant été mesuré dans des conditions identiques sur plusieurs régions du multidétecteur, une courbe de réponse de ce dernier a pu être utilisée pour le dépouillement des résultats.

Afin d'éliminer les erreurs possibles sur le rendement, les valeurs absolues des sections efficaces sont obtenues par comparaison, au cours d'une même expérience,

à la diffusion élastique sur le carbone de section efficace connue.

b) *Dispersion*. — Nous avons vu qu'elle doit être constante le long du multi-détecteur et qu'on doit avoir $\Delta p/p = \Delta B/B = y/682$, y étant le déplacement en centimètre perpendiculaire à l'axe optique. Cette valeur peut être vérifiée expérimentalement :

soit par le déplacement d'un pic en fonction d'une variation ΔB du champ ;

soit par la distance entre deux pics d'énergie connue (par exemple, les pics élastiques et de 4,43 MeV d'excitation du ^{12}C).

Les deux méthodes ont été employées et donnent $\Delta p/p = y/(690 \pm 10)$, où y est en centimètre, en accord avec la mesure précédente de Detraz [9] et avec la valeur théorique 682. L'erreur $\pm 1,5\%$ porte sur la mesure de la différence de quantité de mouvement entre deux pics situés en deux points différents du multidétecteur. Elle est donc maximum pour une mesure effectuée entre deux points extrêmes entre lesquels on a $10 \pm 0,15$ MeV.

c) *Spectre du carbone*. — La figure 9 représente le spectre obtenu à 20° sur une cible de ^{12}C de 7 mm de large.

Ces mesures ont été faites sur deux plages successives se recouvrant partiellement et indiquées sur la figure ; elles ont duré en tout 30 mn pour 15 000 événements comptés. On remarquera le fond très faible au voisinage du pic élastique, avantage dû à l'emploi de détecteurs séparés. La largeur d'un pic à mi-hauteur est ici de 0,8 MeV, ce qui correspond à une résolution en énergie de 0,5 %, en accord avec le calcul effectué plus haut ; nous pensons que, pour l'améliorer, il faudrait pouvoir diminuer encore la largeur en énergie du faisceau incident qui doit être ici de l'ordre de 0,5 MeV.

La position du maximum d'un pic peut être déterminée avec une précision de l'ordre de 0,1 MeV, ce qui donne une erreur de $\pm 0,2$ MeV sur chaque mesure de l'énergie d'excitation, puisque celle-ci est obtenue par différence

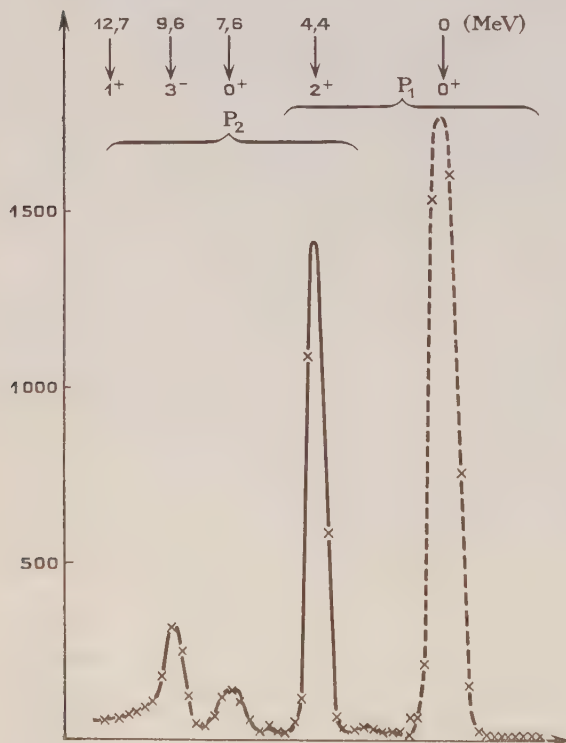


FIG. 9. — Diffusion des protons de 155 MeV sur ^{12}C à 20° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. P_1 , première plage ; P_2 , deuxième plage. Pour la courbe en tirets, les ordonnées sont réduites d'un facteur 4. En haut de la figure, niveaux du ^{12}C en mégaelectronvolts (MeV).

avec le pic élastique. Nous avons porté en haut de la figure les positions que doivent avoir les pics correspondant aux différents niveaux du ^{12}C excités dans nos expériences.

d) *Détermination de l'énergie d'excitation.* — Nous avons vu que nos mesures ne portant que sur des différences de quantités de mouvement, il nous suffisait de connaître une fois pour toutes la constante de proportionnalité K entre la fréquence de résonance de la sonde qui est proportionnelle à l'induction au centre de l'analyseur et la quantité de mouvement des protons reçus par un détecteur donné. La formule de dispersion $\Delta p/p = y/690$ (y en centimètre) nous permet de calculer la quantité de mouvement des protons reçus en un point quelconque du multidétecteur.

Cette constante K a été déterminée pour un pic situé au milieu du multidétecteur, c'est-à-dire à la position 15.5 en utilisant le numérotage des détecteurs. Partant d'une énergie de 157 MeV à la sortie du synchrocyclotron et tenant compte des ralentissements et de la cinématique, nous avons calculé la quantité de mouvement des protons correspondant à un pic de diffusion élastique ; la constante K était alors le rapport entre cette quantité de mouvement et la fréquence de résonance lorsque ce pic se trouve sur la position 15.5. On a obtenu

$$p_0 \text{ (MeV/c)} = 23,29 f_0 \text{ (MHz)}.$$

L'erreur sur cette constante provient de l'erreur, inférieure à 1 %, sur l'énergie initiale ; elle s'élimine pratiquement lorsque nous mesurons des différences de quantités de mouvement.

Pour obtenir l'énergie d'excitation — Q du noyau cible, la différence d'énergie entre le pic élastique et le pic mesuré est corrigée de l'énergie emportée par le noyau de recul d'après la formule donnée plus haut :

$$E(Q = 0) - E(Q < 0) \simeq -\frac{A}{A + 1,08} Q \left\{ 1 + \frac{1,08 \cos \theta}{A [1 + (Q/4 E_0)]} \right\}.$$

L'erreur sur la mesure de Q est due aux causes suivantes :

a) l'erreur systématique sur la dispersion du multidétecteur ; nous avons vu qu'elle entraîne au maximum une erreur de 0,15 MeV lorsque les deux pics entre lesquels on mesure la différence d'énergie sont aux extrémités du multidétecteur ; elle s'élimine lorsque les deux mesures sont effectuées dans la même région du multidétecteur ;

b) l'erreur sur le pointé des pics ; nous avons vu qu'elle est de l'ordre de 0,1 MeV sur chaque pic soit $\pm 0,2$ MeV sur Q . Elle peut toutefois être plus importante sur certains pics qui se détachent peu du bruit de fond.

L'erreur sur la mesure de la fréquence de résonance est négligeable. Les résultats que nous donnons pour Q sont souvent les moyennes d'un assez grand nombre de mesures.

2. *Conditions d'expérience.* — 1. *Cibles et sections efficaces.* — Les noyaux suivants ont été étudiés en deux séries d'expériences : ^6Li , ^7Li , ^9Be , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C . Lors de la première série, les cibles étaient circulaires, d'un diamètre supérieur à celui du faisceau ; la résolution après analyse était alors de l'ordre de 1 MeV. Comme nous l'avons expliqué plus haut, nous avons pu réduire celle-ci à 0,8 MeV

lors de la deuxième série en utilisant des cibles étroites de 7 mm de large (réduction de la largeur de l'image).

Le ${}^6\text{Li}$ et le ${}^7\text{Li}$, isotopiquement séparés, étaient sous forme métallique ; l'épaisseur des cibles étaient d'environ 50 mg/cm^2 ; afin d'éviter la formation d'un composé hydraté, elles doivent être conservées dans l'huile et dégraissées au moment de l'introduction dans la chambre à réactions ; il reste néanmoins une légère contamination en hydrogène dont le pic de diffusion élastique peut être facilement repéré par son énergie. Les cibles de béryllium, sous forme de poudre frittée, avaient une épaisseur de 180 mg/cm^2 . Le bore était sous forme de poudre de ${}^{10}\text{B}$ ou de ${}^{11}\text{B}$, isotopiquement pure, placée entre deux feuilles minces de platine lors de la première série de mesures en cible large et dans une petite boîte en aluminium mince lors de la deuxième série en cible étroite. L'épaisseur de bore dans chacune des deux cibles larges était de 92 mg/cm^2 . Une enveloppe vide était toujours placée sur la troisième position du porte-cible afin de pouvoir déduire son effet. Quelques mesures ont pu être effectuées lors d'une troisième série d'expériences avec une cible de ${}^{11}\text{B}$ « fritté » sans enveloppe ; nous avons pu ainsi compléter nos résultats à faible angle sur un niveau voisin du pic élastique, c'est-à-dire dans une région où la diffusion sur le platine ou l'aluminium était gênante. Les cibles de carbone avaient une épaisseur de 160 mg/cm^2 . Les sections efficaces ont été normalisées sur la valeur de $2,7$ millibarns/sr pour la diffusion élastique sur le carbone à 30° qui, dans ce but, a été mesurée fréquemment au cours de notre expérience ; ce résultat avait été obtenu, avec une précision de 8% lors d'une précédente expérience [4] par comparaison à la section efficace proton-proton au moyen d'une cible de polyéthylène $(\text{CH}_2)_n$. L'épaisseur des cibles de carbone et de béryllium a été déterminée par pesée et la précision sur la valeur absolue de cette normalisation est de $\pm 10 \%$. Elle est de $\pm 15 \%$ pour les cibles de lithium qui n'ont pu être pesées et dont l'épaisseur a été mesurée au palmer. Les cibles de bore ont été pesées, mais nous pensons que, à cause du tassement plus ou moins important de la poudre, la précision sur la normalisation est de l'ordre de $\pm 15 \%$. Lorsque la comparaison était possible, nous avons pu vérifier que les valeurs que nous obtenions ainsi pour la section efficace de diffusion élastique sur les différents noyaux étaient en accord avec celles publiées par les précédents auteurs [3, 15, 16, 51].

Lors de la deuxième série d'expériences, les cibles étaient plus étroites que le faisceau ; comme nous ne connaissions pas avec précision la position de la cible dans le faisceau, ni la répartition de l'intensité de celui-ci, nous avons dû, pour chaque noyau, normaliser les résultats de cette série sur la section efficace obtenue au cours de la première série pour un pic et un angle déterminés. Un télescope regardant la cible sous un angle constant nous servait de moniteur et nous permettait de vérifier que le faisceau ne se déplaçait pas au cours de la mesure.

Les cibles étaient placées à un angle $0/2$ lors d'une diffusion à un angle 0 et les sections efficaces ont été corrigées en conséquence.

2. Décomposition des spectres. — Celle-ci peut être difficile dans les deux cas suivants.

A) La distance entre deux niveaux excités est de l'ordre de notre résolution (noyaux lourds, énergies d'excitations élevées). On peut observer un élargissement

du pic et, si les distributions angulaires correspondant à ces deux niveaux sont différentes, on peut constater un déplacement du maximum avec l'angle et estimer plus ou moins leur importance relative.

B) Présence d'un fond continu qui peut avoir plusieurs causes.

a) Lors de la première expérience, le faisceau traversait deux feuilles d'aluminium de 0,2 mm d'épaisseur et 20 cm d'air à l'entrée de la chambre à réactions ; la diffusion à cet endroit provoquait aux faibles angles (7° et 10°) un fond au voisinage du pic élastique, gênant pour l'étude des niveaux faiblement excités. Lors de la deuxième expérience le tuyau à vide du faisceau était directement raccordé à la chambre à réactions et cet inconvénient n'existait plus.

b) Aux faibles angles également, le pic élastique est important et, dans certains cas, les protons correspondants viennent diffuser sur les parois de la chambre de l'analyseur donnant un fond parasite sur le multidétecteur. Le diaphragme, dont nous avons parlé plus haut et qui est situé à la sortie des pièces polaires, diminue cet effet sans l'éliminer complètement.

c) Pour une énergie d'excitation supérieure à l'énergie de séparation d'un proton ou d'un neutron, il peut y avoir un fond continu parasite dû à la détection des protons des réactions (p , $2p$) ou (p , p n).

d) Le champ dans l'analyseur correspond à l'analyse de deutons d'énergie moitié de celle des protons, ce qui peut donner un fond continu. (Les particules α de même énergie que les protons seraient arrêtées dans les détecteurs et ne pourraient déclencher le deuxième plastique de coïncidence.)

L'importance de ce fond est donc difficile à estimer et entraîne une erreur notable sur la décomposition de certains pics. Nous avons enlevé de nos spectres un fond continu commençant à l'énergie de séparation d'une particule et croissant régulièrement jusque dans la région de 20 MeV où il était estimé être la moitié de ce qui ne pouvait être décomposé en pics distincts et ceci de telle façon que sa section efficace varie d'une façon continue avec l'angle. Les erreurs portées sur les courbes représentent donc, en plus des erreurs statistiques, les variations possibles de cette décomposition en passant d'un angle à un autre. Pour chaque niveau, une erreur absolue, due à l'estimation de l'importance du fond, est indiquée dans le texte ; elle peut déplacer la courbe dans son ensemble sans le déformer.

Les résultats que nous donnons ne concernent donc que les niveaux nettement visibles dans nos spectres. Il est certain qu'il existe beaucoup de niveaux dont l'excitation n'est pas très inférieure à celle des niveaux les moins excités que nous avons étudiés, mais que nous n'avons pu observer, parce qu'ils se trouvent trop larges, trop rapprochés les uns des autres et qu'ils sont mêlés à un fond continu.

III. Éléments théoriques sur la diffusion inélastique

L'étude théorique de la diffusion inélastique des protons de moyenne énergie a été faite par Kerman, McManus & Thaler [17] ; nous ne donnerons ici qu'un aperçu de leurs travaux en essayant de faire ressortir les caractéristiques principales qui permettent une interprétation qualitative des résultats.

La section efficace est exprimée en fonction de l'amplitude de diffusion du pro-

ton incident sur les nucléons du noyau, qui est remplacée par l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon libre (approximation d'impulsion). Le calcul complet est assez compliqué et nécessite la connaissance détaillée des états initial et final du noyau. On verra toutefois que, pour les transitions électriques de faible énergie d'excitation, on pourra extraire des distributions angulaires un facteur de forme qui est très semblable à celui obtenu par diffusion des électrons. Nous utiliserons des ondes planes et ne tiendrons compte de la distorsion que sous forme d'un facteur de transmission que nous déduirons de la comparaison de nos résultats à ceux des électrons.

1. Approximation d'impulsion. — L'expression non relativiste de l'amplitude de diffusion G est donnée dans le système du centre de masse en fonction de la matrice de diffusion T par

$$G_{\text{to}}(\vec{k}_0, \vec{k}_f) = - (2\pi)^2 \frac{m}{\hbar^2} \frac{A}{A+1} \sqrt{\frac{k_f}{k_0}} \langle f, \vec{k}_f | T | \vec{k}_0, 0 \rangle,$$

m étant la masse du nucléon et A le nombre de nucléons dans le noyau-cible ; $\hbar \vec{k}_0$ et $\hbar \vec{k}_f$ sont les impulsions de la particule incidente et de la particule diffusée dans le système du centre de masse nucléon-noyau ($k_f/k_0 \simeq 1$ dans notre cas). Les indices 0 et f représentent l'état initial et l'état final du noyau.

L'hypothèse fondamentale de l'approximation d'impulsion [17] consiste à écrire $T = \sum_{j=1}^A t_{0j}$; ceci revient à exprimer l'amplitude de diffusion nucléon-noyau comme la somme des amplitudes de diffusion du nucléon incident par les A nucléons du noyau. Les fonctions de corrélation entre les nucléons du noyau sont négligées (approximation de diffusion multiple), ainsi que l'impulsion initiale du nucléon choqué dans le noyau (approximation d'impulsion adiabatique) ; on montre alors que t_{0j} peut être relié à l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon libre, pour le même transfert d'impulsion $\hbar \vec{q} = \hbar (\vec{k}_0 - \vec{k}_f)$ que celui de la réaction et pour la même énergie incidente dans le laboratoire, c'est-à-dire à l'angle

$$\theta_{\text{CM}} \text{ nucléon-nucléon} = 2 \theta_{\text{labo.}} \simeq 2 \theta_{\text{CM}} \text{ nucléon-noyau},$$

en supposant le noyau infiniment lourd. On doit cependant remarquer que la relation entre $\vec{k}_0$ et $\vec{k}_f$, fixée par les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion pour le système nucléon-noyau, n'est pas la même que pour le système nucléon-nucléon dont la cinématique est différente. L'énergie et l'impulsion ne sont strictement conservées, dans cette approximation, que dans le cas limite d'une diffusion élastique vers l'avant où $\vec{k}_f = \vec{k}_0$,

L'amplitude de diffusion nucléon-nucléon, fonction du transfert d'impulsion $\vec{q}$, dépend fortement des états de spin et d'isospin ; cette dépendance a été calculée à 156 MeV à partir des déphasages de la diffusion nucléon-nucléon libre dans les états triplet et singulet de spin et d'isospin [17] ; elle s'écrit, dans le système du centre de masse,

$$M(\vec{q}) = A(\vec{q}) + B(\vec{q}) \sigma_{on} \sigma_{in} + C(\vec{q}) (\sigma_{on} + \sigma_{in}) + E(\vec{q}) \sigma_{oq} \sigma_{iq} + F(\vec{q}) \sigma_{op} \sigma_{ip},$$

$\vec{q}$, $\vec{n}$ et $\vec{p}$ étant des vecteurs unitaires formant un trièdre trirectangle direct :

$$\vec{q} = (\vec{k} - \vec{k}') / |\vec{k} - \vec{k}'|, \quad \vec{n} = (\vec{k} \wedge \vec{k}') / |\vec{k} \wedge \vec{k}'|, \quad \vec{p} = \vec{q} \wedge \vec{n},$$

$\hbar \vec{k}$ et $\hbar \vec{k}'$ étant les impulsions initiale et finale dans le système du centre de masse

nucléon-nucléon. ($\vec{q}$ pris comme le transfert d'impulsion $\vec{k} - \vec{k}'$ est ici de signe contraire à celui défini par Kerman, McManus & Thaler [17] et de même pour $\vec{p}$). σ_{0n} et σ_{in} désignent respectivement les projections sur $\vec{n}$ des vecteurs $\vec{\sigma}$ de Pauli des deux nucléons 0, i et de même pour les autres projections. Les coefficients A, B, C, E, F s'écrivent

$$A = \frac{3 A_1 + A_0}{4} + \frac{A_1 - A_0}{4} \vec{\tau}_0 \vec{\tau}_1 = A_\alpha + A_\beta \vec{\tau}_0 \vec{\tau}_1,$$

avec des formules semblables pour chacun des autres coefficients B, C, E et F . A_1 et A_0 correspondent respectivement aux états triplet et singulet d'isospin. $\vec{\tau}_0$ et $\vec{\tau}_1$ désignent les isospins des particules 0 et i.

Les termes A_α, B_α , etc. sont liés à la règle de sélection $\Delta T = 0$; les termes A_β, B_β , etc. sont liés à la règle de sélection $\Delta T = 0, \pm 1$ pas $0 \rightarrow 0$.

Remplaçant l'amplitude de diffusion nucléon-nucléon par son expression dans le système du centre de masse des deux nucléons pour le transfert d'impulsion $\vec{k} - \vec{k}' = \vec{q} = \vec{k}_0 - \vec{k}_1$,

$$M(\mathbf{q}) = - \left(\frac{2\pi}{\hbar} \right)^2 \frac{m}{2} \langle \vec{k}' | t_0 | \vec{k} \rangle,$$

l'amplitude de diffusion nucléon-noyau devient

$$G_{f0} = -2 \frac{A}{A+1} \sqrt{\frac{k_f}{k_0}} A \langle f | M(\mathbf{q}) \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}) | 0 \rangle.$$

La connaissance des coefficients A_1, A_0, B_1, B_0 , etc. permet de calculer la section efficace de diffusion inélastique si on sait décrire complètement l'état initial et l'état final du noyau; on montre en effet [17] qu'elle peut être explicitée sous la forme

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4 A^2 \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \frac{k_f}{k_0} I_0,$$

avec

$$I_0 = \sum_l \frac{1}{2l+1} \left\{ |A N_l|^2 + |C N_l|^2 + \frac{1}{2} \sum_k (|B Q_{kl}|^2 + |C Q_{kl}|^2 + |F Q_{kl}|^2) \right\} + \\ + \sum_{l'l'k} \frac{1}{2k+1} (1 l 0 0 | k 0) (1 l' 0 0 | k 0) \left\{ (E Q_{kl}) (E Q_{kl'})^* - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} [(B Q_{kl}) (B Q_{kl'})^* + (C Q_{kl}) (C Q_{kl'})^* + (F Q_{kl}) (F Q_{kl'})^*] \right\},$$

où les produits $A N_l$, etc. s'écrivent $A N_l = A_\alpha N_{l\alpha} + A_\beta N_{l\beta}$ et de même pour les autres produits. $N_{l\alpha}$ et $N_{l\beta}$ sont les éléments de matrice nucléaires pour les transitions sans retournement de spin et respectivement sans et avec retournement d'isospin. $Q_{kl\alpha}$ et $Q_{kl\beta}$ sont les éléments de matrice nucléaires pour les transitions avec retournement de spin, respectivement sans et avec retournement d'isospin.

Le terme $N_{l\alpha}$ sur lequel nous reviendrons plus loin s'écrit, en particulier,

$$N_{l\alpha} = \langle J_f T_f \| \sqrt{4\pi(2l+1)} (-i)^l J_1(\mathbf{q}r) Y_1 \| J_0 T_0 \rangle.$$

Les paramètres l, l', k sont liées aux règles de sélection suivantes:

partie sans retournement de spin, $|J_0 - J_f| \leq l \leq |J_0 + J_f|$;

partie avec retournement de spin, $|J_0 - J_f| \leq k \leq |J_0 + J_f|, l = k, k \pm 1$;

le changement de parité est dans les deux cas $\Delta\Pi = (-1)^1$;
pour le dernier terme $l + k + 1$ doit être pair et $l' = 1, l \pm 2$.

On voit que le calcul de cette expression, qui fait intervenir des effets d'interférence entre les termes avec et sans retournement de spin isotopique, est assez compliqué et nécessite la connaissance des fonctions d'onde initiale et finale.

Il a cependant été effectué par N. Vinh Mau [44] pour l'excitation des niveaux du ^{12}C ; les éléments de matrice entre les fonctions d'onde des divers états excités et l'état fondamental de ce noyau à couche fermée ont pu être calculés dans le modèle d'interaction trou-particule. Nous verrons que l'ensemble des résultats est en bon accord avec les distributions angulaires expérimentales, ce qui justifie à la fois le modèle utilisé et l'approximation d'impulsion. Il existe cependant beaucoup de cas pour lesquels il est possible de simplifier les calculs, surtout si on se limite comme ici à une étude plutôt qualitative. En effet, dans le cas particulier de la diffusion inélastique sur les noyaux pair-pair ($J = 0, T = 0$) les règles de sélection précédentes sur le spin isotopique donnent exactement $A = A_\alpha$, etc. pour $\Delta T = 0$ et $A = A_\beta$, etc. pour $\Delta T = 1$.

On montre de plus que :

a) si la transition se fait sans retournement de spin, seuls les éléments de matrice N_1 sont différents de 0 et I_0 se réduit à

$$I_0 = \sum_l \frac{1}{2l+1} (|A|^2 + |C|^2) |N_1|^2.$$

C'est le cas de la diffusion élastique. Les mesures de polarisation montrent que c'est aussi le cas des niveaux $\Delta T = 0$ de faible énergie d'excitation à parité normale [$\Delta\Pi = (-1)^J$] dans les noyaux légers ; les niveaux de 4,4 MeV (2^+) et de 9,6 MeV (3^-) du ^{12}C et le groupe de niveau à 6,1 MeV de ^{16}O présentent en effet une forte polarisation semblable à celle de la diffusion élastique, ce qui indique que le rapport des éléments de matrice retournement de spin/non-retournement de spin est faible.

b) Si la transition se fait avec retournement de spin les éléments de matrice N_1 sont nuls et I_0 est fonction de $|B|^2 + |C|^2 + |F|^2$ d'une part et de $2|E|^2$ d'autre part. C'est le cas des niveaux à parité anormale [$\Delta\Pi = (-1)^{J+1}$] pour lesquels la polarisation observée est faible. Le groupe de niveaux vers 12,5 MeV de ^{16}O et le niveau de 15,1 MeV du ^{12}C ($1^+ T = 1$) font partie de cette catégorie.

Les termes de diffusion nucléon-nucléon calculés pour les cas simples précédents des noyaux pair-pair sont représentés sur la figure 10. On peut remarquer, dans le cas $\Delta T = 0$, que pour les transitions à parité normale la distribution angulaire est principalement donnée par le premier terme $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$; en effet, le terme $|B_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2 + |F_\alpha|^2$ varie peu avec l'angle et nous avons vu qu'il était multiplié par le rapport des éléments de matrice retournement de spin/non-retournement de spin, qui est petit ; on remarque également que pour les transitions $\Delta T = 0$ à parité anormale les termes $|B_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2 + |F_\alpha|^2$ d'une part et $2|E_\alpha|^2$ d'autre part, ont à peu près la même distribution angulaire. Ceci n'est pas le cas des transitions $\Delta T = 1$ pour lesquelles la distribution angulaire de la diffusion nucléon-nucléon peut varier entre les formes extrêmes $|B_\beta|^2 + |C_\beta|^2 + |F_\beta|^2$ et $2|E_\beta|^2$. On notera également la grande différence entre les deux cas $\Delta T = 0$ et

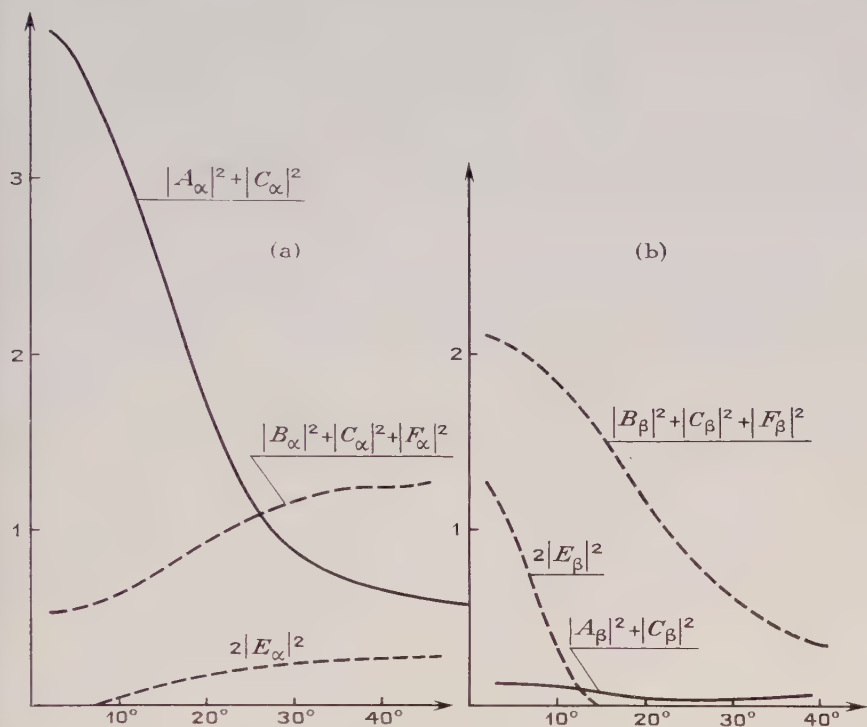


FIG. 10. — Termes de diffusion nucléon-nucléon dans le cas des diffusions inélastiques sur les noyaux pair-pair. En abscisse, $\frac{1}{2} \theta_{\text{CM}} \text{ nucléon-nucléon} \simeq \theta_{\text{labo}}$; en ordonnée, $(d\sigma/d\Omega)_{\text{DN}}$ en millibarns/sr. Courbes en trait plein, sans retournement de spin; courbes en tirets, avec retournement de spin. a) Sans retournement de spin isotopique, $\Delta T = 0$; b) avec retournement de spin isotopique, $\Delta T = 1$.

$\Delta T = 1$; un exemple typique est représenté sur la figure 11 où sont reportés, d'une part le rapport des distributions angulaires très différentes obtenues après excitation par des protons de 155 MeV des niveaux de 15,1 MeV ($1^+T = 1$) et de 12,7 MeV ($1^+T = 0$) du ^{12}C et, d'autre part, le rapport des termes correspondants de la diffusion proton-nucléon. Cette comparaison montre que les facteurs de forme des deux niveaux sont semblables et que la différence observée dans leur distribution angulaire provient essentiellement de l'effet du spin isotopique sur la diffusion proton-nucléon. Cet accord confirme la validité de l'approximation d'impulsion.

Le cas des noyaux autres que pair-pair est plus compliqué à cause des effets d'interférence; on peut toutefois penser que pour les niveaux de faible énergie d'excitation des noyaux légers qui correspondent le plus souvent à des niveaux de rotation, la diffusion nucléon-nucléon est assez bien représentée par $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$. On a en effet constaté que, à grande énergie, la polarisation due à l'excitation de ces niveaux est très semblable à celle de la diffusion élastique sur les noyaux pair-pair. Des mesures effectuées sur le niveau de 2,43 MeV du ^9Be

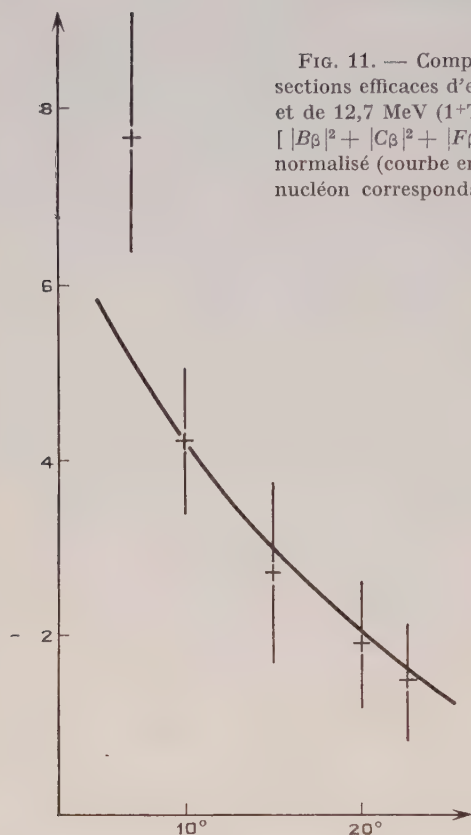


FIG. 11. — Comparaison du rapport (indiqué par des croix) des sections efficaces d'excitation des niveaux de 15,1 MeV ($1+T=1$) et de 12,7 MeV ($1+T=0$) du ^{12}C et du rapport $[|B\beta|^2 + |C\beta|^2 + |F\beta|^2 (\Delta T=1)] / [|B\alpha|^2 + |C\alpha|^2 + |F\alpha|^2 (\Delta T=0)]$ normalisé (courbe en trait plein) des termes de diffusion nucléon-nucléon correspondants. En abscisse, θ_{labo} .

indiquent que la partie correspondant au retournement de spin est très faible et viendrait du neutron impair [17].

2. Facteur de forme. Comparaison à la diffusion des électrons. — Nous nous limiterons à l'étude des niveaux pour lesquels les éléments de matrice $N_{1\alpha}$ interviennent seuls dans l'expression de la section efficace, la diffusion nucléon-nucléon étant réduite au terme $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$. C'est en première approximation le cas de la plupart des niveaux observés qui présentent un caractère collectif avec une faible énergie d'excitation.

Les comparaisons aux résultats expérimentaux sont faites en fonction de l'impulsion transférée $\vec{q}$ qui est identique dans les deux systèmes du centre de masse nucléon-noyau et du laboratoire ; celle-ci est calculée au moyen de la formule approchée

$$|\vec{q}| = 2 \sqrt{|\vec{k}_f|_{\text{labo.}} |\vec{k}_0|_{\text{labo.}} \sin(\theta_{\text{labo.}}/2)}.$$

Les valeurs absolues des sections efficaces sont corrigées en utilisant la formule non relativiste du passage d'un système à l'autre.

Afin de pouvoir comparer les valeurs absolues, nous introduisons dans nos formules un facteur de transmission Γ^2 . On peut montrer en effet [18] que si on néglige, en première approximation, la déflexion du proton par le potentiel optique (diffraction), ce qui n'est valable qu'aux faibles angles, on peut remplacer les ondes distordues χ^+ et χ^- du proton diffusé par des ondes planes multipliées par un certain facteur $\Gamma(b_j)$ dépendant du paramètre d'impact b_j du projectile ; on écrit alors

$$\chi^-^*(\vec{k}_f, \vec{r}) \chi^+(\vec{k}_0, \vec{r}) = \exp(-i \vec{k}_f \cdot \vec{r}) \exp(i \vec{k}_0 \cdot \vec{r}) \Gamma(b_j) = \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}) \Gamma(b_j) ;$$

l'erreur entraînée par cette approximation a été calculée dans le cas du ^{12}C et se trouve être inférieure à 10 %. Pour simplifier, nous négligeons la variation avec le paramètre d'impact et considérons le facteur de transmission Γ^2 comme une constante pour un noyau donné.

La section efficace de diffusion inélastique s'écrit alors

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 4 A^2 \left(\frac{A}{A+1} \right)^2 \frac{k_f}{k_0} (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2) F_{fo}^2(\mathbf{q}) ;$$

$F_{fo}(\mathbf{q}) = \Gamma N_{1\alpha}$ peut se mettre sous la forme

$$F_{fo}(\mathbf{q}) = \frac{\Gamma}{A} \sum_{j=1}^A \int \Phi_f^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}_j) \Phi_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A ,$$

où Φ_0 et Φ_f représentent les fonctions d'onde radiales du noyau dans l'état initial et dans l'état final. $F_{fo}(\mathbf{q})$ est appelé facteur de forme par analogie avec la diffusion des électrons.

On montre en effet [19, 20] que la section efficace inélastique des électrons, que l'on peut calculer complètement car on connaît l'interaction, peut s'écrire en approximation de Born sous la forme d'une somme des sections efficaces pour les transitions électriques et pour les transitions magnétiques :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{électrons}} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{d\sigma(E_l)}{d\Omega} + \sum_{l=1}^{\infty} \frac{d\sigma(M_l)}{d\Omega} ,$$

avec

$$\frac{d\sigma(E_l)}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \left[|F(C_l, \mathbf{q})|^2 + \frac{1 + 2 \operatorname{tg}^2(\theta/2)}{2} |F(E_l, \mathbf{q})|^2 \right] ,$$

$$\frac{d\sigma(M_l)}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{1 + 2 \operatorname{tg}^2(\theta/2)}{2} |F(M_l, \mathbf{q})|^2 ,$$

où

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{Z e^2}{2 E_0} \right)^2 \frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^4(\theta/2)}$$

est la section efficace de diffusion par une charge Z ponctuelle pour le transfert de quantité de mouvement $\hbar \mathbf{q} = 2 \hbar \sqrt{k_0 k_f} \sin(\theta/2)$; $F(C_l, \mathbf{q})$ vient seulement de l'interaction électrostatique, $F(E_l, \mathbf{q})$ et $F(M_l, \mathbf{q})$ de l'interaction avec les courants de convection et avec la densité de magnétisme. On voit tout de suite que pour les électrons les transitions électriques seront observées plutôt vers l'avant où elles seront dues seulement à l'interaction électrostatique [le terme $F(E_l, \mathbf{q})$, dont l'élément de matrice contient la densité de courant nucléaire, est en effet négligeable devant $F(C_l, \mathbf{q})$]. Les transitions magnétiques seront mieux observables vers l'arrière aux angles voisins de 180° [21]. On peut donc, pour des transitions électriques pures observées à des angles de diffusion pas trop grands, ne considérer que la partie électrostatique de l'interaction et on montre alors, en utilisant l'approximation de Born, qu'on peut écrire la section efficace sous la forme

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{électrons}} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \frac{k_f}{k_l} F^2(C_l, \mathbf{q}) ,$$

avec

$$F(C_l, \mathbf{q}) = \frac{1}{Z} \sum_{j=1}^Z \int \Phi_f^*(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \exp(i \vec{q} \cdot \vec{r}_j) \Phi_0(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_A .$$

L'expression $F(C_l, \mathbf{q})$ est appelée « facteur de forme » et on voit qu'elle est tout à fait semblable à celle $F(\mathbf{q})$ que nous avons obtenue pour la diffusion des protons, les seules différences provenant :

a) de ce que l'interaction n'a lieu qu'avec les protons dans le cas de la diffusion des électrons, tandis qu'elle peut avoir lieu avec tous les nucléons du noyau dans le

cas de la diffusion des protons ;

b) de la présence du facteur de transmission $\Gamma^2(b_j)$ ou, plus généralement, des effets de distorsion dans le cas de la diffusion des protons.

La comparaison des deux facteurs de forme pour une même transition électrique $0 \rightarrow f$ est donc très générale. Comme on le verra en effet plus loin sur les résultats expérimentaux, ils sont très semblables dans les deux cas, les facteurs de forme observés pour les protons étant seulement légèrement décalés vers les grands transferts d'impulsion et inférieurs en valeur absolue à ceux obtenus pour les électrons, le facteur de transmission Γ^2 décroissant avec le nombre de masse du noyau. Ces effets sont dus à la distorsion et on peut penser que des comparaisons très précises permettraient de calculer cette dernière.

3. Multipolarité des transitions électriques. — Nous avons vu que dans le cas des transitions sans retournement de spin que nous étudions ici, les valeurs possibles de l étaient limitées par les règles de sélection

$$|J_0 - J_f| \leq l \leq |J_0 + J_f|, \quad \Delta\Pi = (-1)^l;$$

généralement, la plus faible intervient seule et le développement de l'onde plane se réduit à un terme unique. Le facteur de forme dépend donc fortement de l et, pour des états excités de structures peu différentes les unes des autres comme ceux que nous étudions ici, nous pouvons déterminer la polarité de la transition en utilisant une forme analytique qui nous permette de représenter et de comparer le grand nombre de résultats expérimentaux. Etant donné la similitude des résultats, nous avons employé à cet effet la même fonction que celle utilisée pour la diffusion inélastique des électrons, soit

$$F_1^2(q) = \Gamma^2 \beta_1 J_1^2(qR) \exp(-q^2 g^2).$$

Les paramètres R et g , liés respectivement au rayon et à l'épaisseur de la surface nucléaire, sont déterminés par les expériences nombreuses et précises de diffusions élastique et inélastique des électrons ; ils ont pour $A > 12$ les valeurs suivantes : $R = 1,20 A^{1/3}$ fermis, $g = 0,95$ fermi. β_1 est une constante de normalisation qui, comme nous allons le voir, peut être reliée à la probabilité réduite de transition $B(E_1)$. Bien que légèrement décalée par rapport à nos facteurs de forme à cause des effets de distorsion, cette expression simple, qui ne comporte pas de paramètre ajustable, a l'avantage d'être commode pour vérifier que le niveau correspond bien au cas particulier où la diffusion nucléon-nucléon est représentée par $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$ et pour déterminer sans ambiguïté possible la valeur de l . Elle n'est applicable qu'aux niveaux électriques de faible énergie d'excitation et ne peut représenter les transitions magnétiques ou d'énergie d'excitation élevée, pour lesquelles il faut effectuer un calcul complet de la section efficace comme celui de N. Vinh Mau dans le cas du ^{12}C [44].

4. Probabilité réduite de transition électrique $B(E_1)$. — La multipolarité d'une transition étant déterminée, il est possible de déduire de la valeur absolue du facteur de forme la probabilité réduite de la transition $B(E_1)$ à condition de connaître le facteur de transmission Γ^2 ; celui-ci, obtenu par comparaison aux résultats des électrons pour les noyaux qui ont été étudiés par les deux méthodes, sera interpolé entre ces résultats pour les noyaux qui n'ont pas été étudiés avec les électrons.

On montre en effet ([24] p. 89) qu'en introduisant la densité de transition radiale $\rho(I_0 \rightarrow I_f, r)$, le carré du facteur de forme peut s'écrire

$$F^2(\mathbf{q}) = \left| 4\pi \Gamma \int_0^\infty \mathbf{J}_l(\mathbf{q} r) \rho_l(I_0 \rightarrow I_f, r) r^2 dr \right|^2$$

ce qui, en utilisant le développement limité

$$\mathbf{J}_l(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{x^l}{(2l+1)!!},$$

devient, lorsque $\mathbf{q}$ tend vers 0,

$$F^2(\mathbf{q}) \xrightarrow{\mathbf{q} \rightarrow 0} \frac{(4\pi)^2 \Gamma^2 \mathbf{q}^{2l}}{[(2l+1)!!]^2} \left| \int_0^\infty \rho_l(I_0 \rightarrow I_f, r) r^{l+2} dr \right|^2.$$

Or la probabilité réduite d'excitation par multipôle électrique s'écrit, pour $l \neq 0$ en fonction de la densité de transition radiale [24],

$$B(E_l, I_0 \rightarrow I_f) = 4\pi Z^2 \left| \int_0^\infty \rho_l(I_0 \rightarrow I_f, r) r^{l+2} dr \right|^2.$$

On a donc

$$F_{l1}^2(\mathbf{q}) \xrightarrow{\mathbf{q} \rightarrow 0} \frac{4\pi}{Z^2} \frac{\Gamma^2 \mathbf{q}^{2l}}{[(2l+1)!!]^2} B(E_l, I_0 \rightarrow I_f).$$

D'autre part, la forme analytique $F^2(\mathbf{q}) = \Gamma^2 \beta_l \mathbf{J}^2(\mathbf{q} R) \exp(-\mathbf{q}^2 g^2)$ qui sert à ajuster les résultats devient, lorsque $\mathbf{q}$ tend vers 0,

$$F_{l1}^2(\mathbf{q}) \xrightarrow{\mathbf{q} \rightarrow 0} \frac{\Gamma^2 \beta_l (\mathbf{q} R)^{2l}}{[(2l+1)!!]^2}.$$

On voit donc, en égalant ces deux quantités, que la constante de normalisation β_l est reliée à la probabilité réduite d'excitation par la relation

$$B(E_l, I_0 \rightarrow I_f) = (Z^2 R^{2l}/4\pi) \beta_l.$$

Celle-ci est elle-même reliée à la largeur réduite de désexcitation par la formule [25]

$$\Gamma(E_l, I_f \rightarrow I_0) = \frac{8\pi(l+1)}{l[(2l+1)!!]^2} K^{2l+1} e^{\frac{2}{2} \frac{I_0 + 1}{I_f + 1}} B(E_l, I_0 \rightarrow I_f),$$

où $(2I_0 + 1)/(2I_f + 1)$ est le facteur statistique et K le nombre d'ondes du photon de désexcitation. Ceci donne pour $l = 2$, en désignant par E l'énergie du photon,

$$\Gamma(E_2 \downarrow) = 0,82 \times 10^{-6} E^{\frac{5}{2} \frac{I_0 + 1}{I_f + 1}} B(E_2 \uparrow),$$

Γ étant exprimé en électronvolts, E en mégaelectronvolts (MeV) et $B(E_2)$ en fermis⁴.

(Nous utiliserons cette nouvelle notation pour désigner la désexcitation ou l'excitation lorsqu'il n'y aura pas de confusion possible sur les spins des états initial et final.) La probabilité de transition peut encore être exprimée en unité de Weisskopf [25],

$$B_{\text{SP}} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+1} \right)^2 R^{2l},$$

ce qui donne le facteur d'accélération

$$\frac{B(E_1 \downarrow)}{B_{SP}} = \frac{2 I_0 + 1}{2 I_1 + 1} Z^2 \left(\frac{3 + 1}{3} \right)^2 \beta_1.$$

5. Excitations collectives. — La plupart des niveaux observés correspondent, comme dans le cas de la diffusion des électrons, à des transitions quadrupolaires électriques excitées avec un facteur d'accélération $B(E_2)/B_{SP}$ élevé indiquant leur nature collective. Cette correspondance étroite entre les probabilités de transitions radiatives et les sections efficaces avait déjà été remarquée pour la diffusion inélastique de protons de l'ordre de 20 MeV [53, 54].

Une bonne description des niveaux des noyaux légers est généralement obtenue en utilisant un modèle à couplage intermédiaire L-S, j-j. Ceci indique la présence de fortes corrélations entre les nucléons d'une même couche et justifie une description en sous-structure des premiers niveaux de certains noyaux légers (${}^6\text{Li}$ sous forme $\alpha + d$, ${}^9\text{Be}$ représenté par deux particules α en rotation couplées à un neutron [37]). D. Kurath & L. Picman [55] ont pu montrer que les fonctions d'onde des premiers niveaux excités de la couche p calculées à l'aide du couplage intermédiaire sont très semblables à celles obtenues dans le modèle de Nilsson [56] que nous serons ainsi conduit à utiliser dans l'interprétation de nos résultats (${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$) ; les niveaux d'énergie sont ici groupés en bandes de rotation, chaque état d'une bande représentant une rotation différente d'un noyau déformé et chaque bande correspondant aux rotations d'un état intrinsèque du noyau dont la configuration est donnée par le remplissage des états de particule calculés par Nilsson pour un potentiel déformé.

Il est assez difficile d'appliquer ces modèles d'une façon systématique aux noyaux légers qui sont très différents les uns des autres et nous nous référons dans chaque cas aux auteurs qui les ont étudiés.

IV. Résultats et discussions

Nous donnons, indépendamment pour chaque noyau :

le spectre obtenu à l'angle (généralement 20°) auquel les principaux niveaux excités apparaissent le mieux,

les sections efficaces différentielles d'excitation des différents niveaux, portées sur les figures en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire et du moment transféré. Les courbes théoriques de comparaison ainsi que les fonctions $F^2(q)_{\text{électrons}} (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ ou $J^2(q, R) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ sont également tracées lorsqu'il y a lieu.

La figure 12 sur laquelle on a indiqué pour chaque niveau la polarité de l'excitation et la valeur de la section efficace dans le laboratoire au maximum de la distribution angulaire résume l'ensemble des résultats. Les probabilités réduites de transition $B(E_2 \uparrow)$ sont données dans le tableau I où elles sont comparées à celles obtenues par d'autres auteurs. Enfin les facteurs de transmission $\Gamma^2 = F^2(q)_{\text{protons}}/F^2(q)_{\text{électrons}}$ obtenus par comparaison aux mesures effectuées avec des électrons sont reportés sur la figure 13 en fonction du nombre de masse A. Pour les noyaux étudiés ici ($6 \leq A \leq 12$), ceux-ci sont assez bien

représentés par $\Gamma^2 = 4,2/A$, valeur que nous avons utilisée pour le calcul des probabilités de transition et dont la précision doit être de l'ordre de 15 à 20 %. Quelques résultats que nous avons déduits de mesures sur des noyaux plus lourds [22, 50] ont été également reportés sur la figure 13 ; ceux-ci sont moins cohérents entre eux (désaccord entre ^{27}Al et ^{28}Si) et il serait intéressant d'avoir un plus grand nombre de comparaisons ; la décroissance de Γ^2 avec A est ici moins rapide que

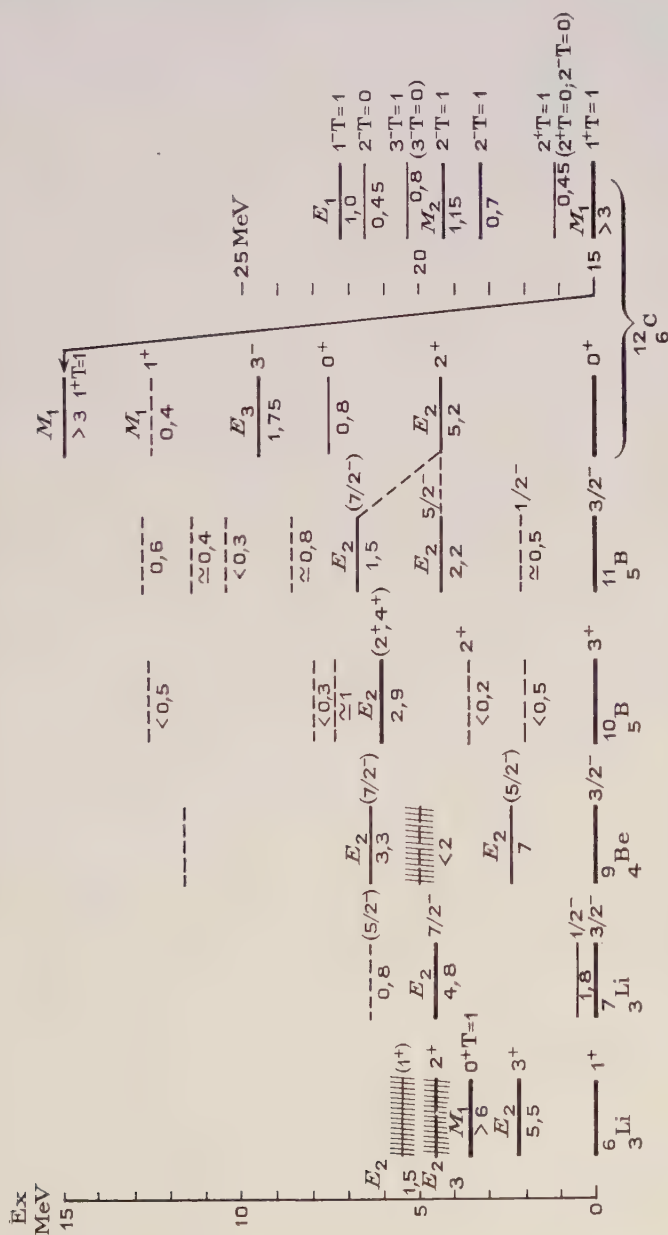


FIG. 12. — Niveaux excités par diffusion inélastique de protons de 155 MeV. La valeur de la section efficace dans le laboratoire au maximum de la distribution angulaire est indiquée pour chaque niveau en millibarns/sr.

pour les noyaux légers. Certaines valeurs sont déduites des probabilités de transition obtenues par excitation coulombienne au moyen d'ions lourds.

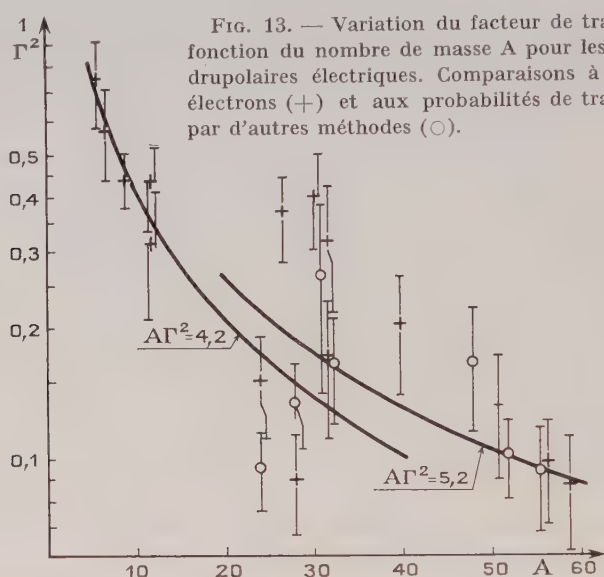


FIG. 13. — Variation du facteur de transmission Γ^2 en fonction du nombre de masse A pour les transitions quadripolaires électriques. Comparaisons à la diffusion des électrons (+) et aux probabilités de transition obtenues par d'autres méthodes (o).

TABLEAU I. — Probabilités de transitions, largeurs radiatives et facteurs d'accélération des transitions quadripolaires électriques déduits de la diffusion inélastique des protons de 155 MeV en prenant pour facteur de transmission $\Gamma^2 = 4,2/A$. Comparaison aux résultats obtenus par excitation coulombienne (les références sont indiquées à côté des résultats)

	par diffusion inélastique des protons de 155 MeV			par excitation coulombienne	
	$B(E_2 \uparrow)$ (fermis ⁴)	$\Gamma(E_2 \downarrow)$ (eV)	$B(E_2 \downarrow)$ B_{SP}	$B(E_2 \uparrow)$ (fermis ⁴)	$\Gamma(E_2 \downarrow)$ (eV)
⁶ Li					
2,18 MeV $1^+ \rightarrow 3^+$	36 ± 6	$0,63 \times 10^{-3}$	6,8	30 ± 3 [27], $0,25$ à $0,7 \times 10^{-3}$ [58]	
4,5 $1^+ \rightarrow 2^+$	22 ± 5	0,020	9	$18 \pm 1,8$ [27]	
5,5 $1^+ \rightarrow 1^+$	11 ± 3	0,045	6,9	7 ± 2 [27]	
⁷ Li					
0,48 $3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$10,5 \pm 2$ [6]	$0,43 \times 10^{-6}$	8,8	$7,3 \pm 1,5$ [59]	
4,6 $3/2^- \rightarrow 7/2^-$	28 ± 6	0,025	5,9	$17 \pm 1,5$ [32, 52]	
6,5 $3/2^- \rightarrow 5/2^-$	$4,5 \pm 2,3$	0,029	1,3	$12,5 \pm 1,3$ [32, 52]	
⁹ Be					
2,4 $3/2^- \rightarrow 5/2^-$	49 ± 6	0,002 5	20	52 ± 2 [20]	
6,4 $3/2^- \rightarrow 7/2^-$	24 ± 4	0,10	8,2	$25,6 \pm 1,4$ [20]	
¹⁰ B					
6,05 $\begin{cases} 3^+ \rightarrow 2^+ \\ 3^+ \rightarrow 4^+ \end{cases}$	26 ± 5	$0,34$ $0,14$	28 15		
¹¹ B					
2,1 $3/2^- \rightarrow 1/2^-$	$4,4 \pm 1,5$	$0,3 \times 10^{-3}$	4,4		
4,35 $3/2^- \rightarrow 5/2^-$	24 ± 5	0,023	8,1		
6,75 $3/2^- \rightarrow 7/2^-$	16 ± 3	0,095	5,4		
¹² C					
4,43 $0^+ \rightarrow 2^+$	58 ± 6	0,016	10		0,012 5 [23]

1. Lithium 6. — Nous donnons sur la figure 14 le spectre des protons diffusés

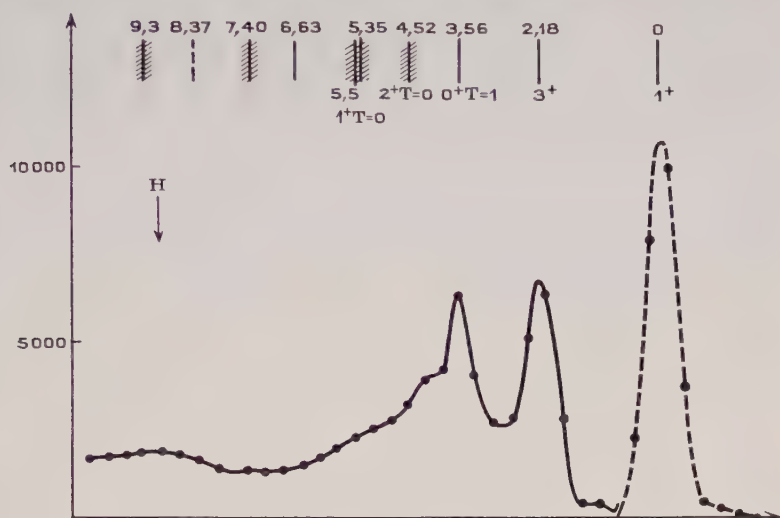


FIG. 14. — Spectre du ${}^6\text{Li}$ à 15° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. Pour la courbe en tirets, les ordonnées sont réduites d'un facteur 10. En haut de la figure, positions des niveaux.

sur ce noyau à 15° et sur la figure 15 les sections efficaces différentielles correspondant aux principaux niveaux. On observe très nettement les deux niveaux de 2,2 et 3,6 MeV ; il s'agit sans ambiguïté des niveaux $3^+T=0$ et $0^+T=1$. Nous avons indiqué sur le spectre la position que doit avoir à cet angle le pic de l'hydrogène parasite : on voit que la contamination est faible. Nous avons fait, au cours d'une troisième série d'expériences, quelques mesures complémentaires sur ce noyau pour nous assurer de la montée du pic de 3,6 MeV aux faibles angles. Les erreurs absolues de sections efficaces dues à la normalisation sont de l'ordre de $\pm 15\%$; il faut y ajouter celles dues au mode de décomposition qui sont de l'ordre de $\pm 3\%$ sur le pic de 2,2 MeV, de $\pm 7\%$ sur celui de 3,6 MeV et de $\pm 15\%$ sur chacun des pics de 4,5 et 5,5 MeV ⁽¹⁾.

I. Niveau de $2,2 \pm 0,05$ MeV. — Il s'agit du niveau $3^+T=0$ à 2,18 MeV. Il a été étudié par diffusion des électrons par Bernheim & Bishop [27] et correspond à une transition E_2 pure. Leur facteur de forme multiplié par $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$ est reporté sur la figure 15 ; cette courbe est très bien représentée par une fonction $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 3$ fermis et $g = 0,85$ fermi ; notre distribution angulaire présente un léger décalage que nous attribuons à la distorsion. La comparaison des valeurs absolues donne pour les protons un facteur de transmission $\Gamma^2 \simeq 0,75$.

⁽¹⁾ Note ajoutée à la correction des épreuves. — A la suite de la comparaison de nos valeurs obtenues pour la section efficace de diffusion élastique à celles, plus précises, données par Tatischeff & al. [51], les résultats que nous donnons pour les sections efficaces et les probabilités d'excitation de ce noyau doivent être réduits d'un facteur 0,85.

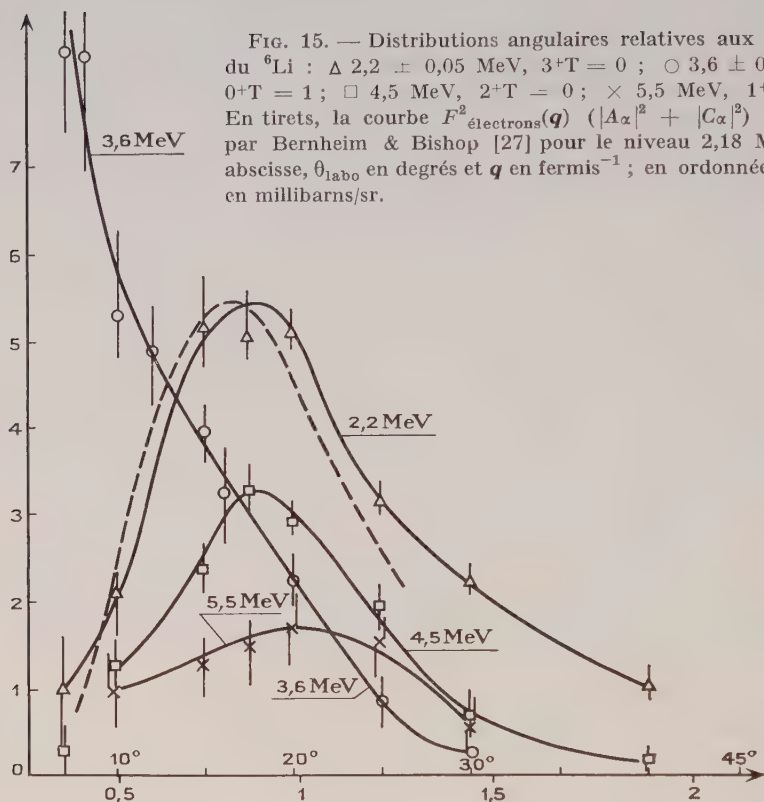


FIG. 15. — Distributions angulaires relatives aux niveaux du ${}^6\text{Li}$: Δ $2,2 \pm 0,05$ MeV, $3^+T = 0$; $\circ$ $3,6 \pm 0,1$ MeV, $0^+T = 1$; $\square$ $4,5$ MeV, $2^+T = 0$; $\times$ $5,5$ MeV, $1^+T = 0$. En tirets, la courbe $F^2_{\text{électrons}}(q)$ ($|A\alpha|^2 + |C\alpha|^2$) obtenue par Bernheim & Bishop [27] pour le niveau $2,18$ MeV. En abscisse, θ_{lab} en degrés et q en fm^{-1} ; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

La distribution angulaire de la diffusion inélastique de neutrons de 156 MeV avec excitation de ce niveau a été calculée par Jackson [28] en utilisant des fonctions d'onde du modèle en couches et l'approximation d'impulsion en ondes distordues. Si on compare la courbe obtenue à la diffusion des protons, la forme de la

${}^3\text{D}$	$5,5$	$1^+T = 0$
	${}^1\text{D} \quad \underline{5,35}$	$(2^+T = 1)$
	$4,52$	$2^+T = 0$
	${}^1\text{S} \quad \underline{3,56}$	$0^+T = 1$
	$2,18$	$3^+T = 0$
${}^3\text{S}$	$\underline{\quad}$	$1^+T = 0$
${}^6\text{Li}$		

FIG. 16.

la distribution angulaire est très bien représentée mais la section efficace calculée est trop faible d'un facteur $2,3$; il est peut-être possible d'attribuer cette différence au modèle en sous-structures qui pourrait renforcer la section efficace. En effet, ainsi que cela a été suggéré à plusieurs reprises et confirmé par des expériences $(p, p d)$ et $(p, p \alpha)$ [29, 30], il semble que dans ce noyau les sous-structures α ou d aient une probabilité d'existence supérieure à environ 30% . Ce modèle est ici équivalent au couplage L-S et nous donnons (fig. 16) le schéma des premiers niveaux et les configurations correspondantes, les lettres S

et D désignant le moment angulaire $L = 0$ ou $L = 2$ entre la particule α et le deutéron, l'indice 3 ou 1 l'état triplet ou singulet dans lequel se trouve le deutéron.

Il serait intéressant, en considérant le modèle $\alpha + d$ de ce noyau, d'effectuer un calcul de section efficace d'excitation des différents niveaux en utilisant un formalisme semblable à celui développé par Blair & Henley pour le ${}^9\text{Be}$ [37] (cf. § IV.3).

2. *Niveau de $3,6 \pm 0,1$ MeV.* — Il s'agit d'une transition M_1 vers le niveau $0^+T = 1$ correspondant à l'état fondamental de ${}^6\text{He}$. Fortement excité par protons, il a été aussi très nettement observé par diffusion d'électrons à 180° [21, 31], ce qui a permis de calculer sa largeur radiative qui est grande (4,9 à 9 eV). L'excitation se fait ici, comme dans le cas du niveau de 15,1 MeV du ${}^{12}\text{C}$, avec retournement de spin et d'isospin ; la section efficace présente, comme pour celui-ci, une forte prédominance vers l'avant due principalement à la forme du terme de diffusion proton-nucléon $|B_\beta|^2 + |C_\beta|^2 + |F_\beta|^2$.

3. *Groupe de niveaux vers 5 MeV.* — Il s'agit très probablement des niveaux de 4,52 MeV, $2^+T = 0$ et 5,5 MeV, $1^+T = 0$ qui, avec le niveau de 2,48 MeV, constituent le triplet correspondant à un moment angulaire relatif $L = 2$ entre la particule α et le deutéron. En effet, la distribution angulaire du niveau de 4,5 MeV est caractéristique d'une transition E_2 comme l'ont constaté d'autre part Bernheim & Bishop par diffusion d'électrons [27]. Celle du deuxième niveau, bien que moins précise, semble aussi correspondre à une transition E_2 et nous pensons qu'il s'agit du niveau de 5,5 MeV, $1^+T = 0$ et non du niveau $2^+T = 1$ de 5,35 MeV comme l'ont interprété Bernheim & Bishop qui, par excitation coulombienne, n'ont pas d'information sur ΔT . En effet, si cette transition s'effectuait avec retournement d'isospin, son excitation E_2 par protons de 150 MeV serait difficilement visible par suite de la faible valeur du terme $|A_\beta|^2 + |C_\beta|^2$, tandis que son excitation M_1 présenterait une distribution angulaire pointée vers l'avant pour les protons et vers l'arrière pour les électrons ⁽²⁾. La dépendance du spin isotopique de la matrice de diffusion nucléon-nucléon nous permet donc de confirmer l'existence des deux niveaux $T = 0$ de 4,5 et 5,5 MeV, bien qu'ils n'aient pas été observés dans la réaction ${}^7\text{Li} ({}^3\text{He}, \alpha) {}^6\text{Li}$ [60].

Le facteur de transmission Γ^2 déduit de la comparaison de nos résultats à ceux des électrons est sensiblement le même pour les trois niveaux de 2,48, 4,5 et 5,5 MeV.

2. *Lithium 7.* — Comme on peut le voir sur le spectre obtenu à 20° (fig. 17) le niveau le plus excité est celui de 4,6 MeV, $7/2^-$. Nous donnons sur la figure 18 sa distribution angulaire qui est caractéristique d'une transition E_2 ; l'erreur absolue sur sa section efficace, due à la normalisation et à la décomposition, est de l'ordre de $\pm 15\%$. Ce niveau avait déjà été observé par Tyren & Maris [2c] à 185 MeV ;

⁽²⁾ *Note ajoutée à la correction des épreuves.* — Ceci n'est pas exact si on adopte le modèle L-S pour la description de ces deux niveaux, car dans les deux cas le moment angulaire du proton diffusé est égal à 2 et les termes de diffusion nucléon-nucléon, sans retournement de spin $\Delta T = 0$ d'une part et avec retournement de spin $\Delta T = 1$ d'autre part, ne sont pas assez différents pour que nous puissions dire de quel niveau il s'agit. Notre conclusion est donc erronée.

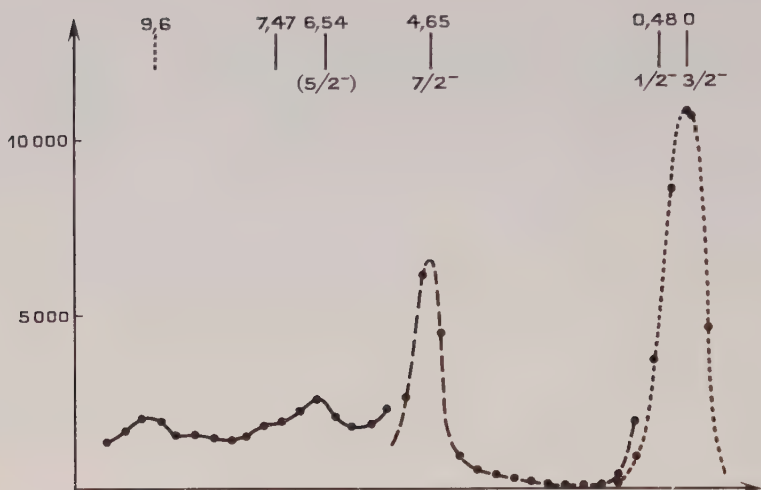


FIG. 17. — Spectre du ${}^7\text{Li}$ à 20° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. Pour la courbe en tirets, les ordonnées sont réduites d'un facteur 2 et pour la courbe en pointillé d'un facteur 4. En haut de la figure, positions des niveaux.

leur distribution angulaire a la même forme que la nôtre (tracée à même transfert d'impulsion), mais leur section efficace est de 25 à 50 % supérieure à la nôtre. Nous donnons également la distribution angulaire du pic observé à 6,5 MeV, mais l'erreur absolue sur la section efficace est ici de l'ordre d'un facteur 2 à cause du fond continu important par rapport à ce pic ; il a été décomposé avec une largeur

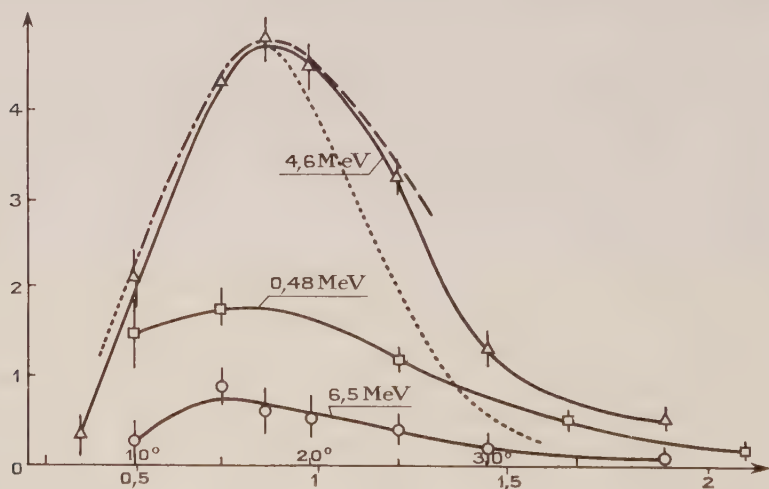


FIG. 18. — Distributions angulaires relatives aux niveaux du ${}^7\text{Li}$ $3/2^-$: $\square$ 0,48 MeV, $1/2^-$ ($\mathbf{p}, \mathbf{p}' \gamma$) de Newton & *al.* [6] ; Δ $4,6 \pm 0,05$ MeV, $7/2^-$; $\circ$ $6,5 \pm 0,3$ MeV, $(5/2^-)$. En tirets, la courbe $F^2_{\text{electrons}}(q)$ ($|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$) obtenue par Bernheim & Bishop [32]. En pointillé, la courbe $J^2_2(qR) \exp(-q^2 g^2)$ ($|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$), avec $R = 3$ fermis et $g = 0,85$ fermi. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis^{-1} ; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

égale à celle de notre résolution. Pour l'intérêt de la comparaison nous avons également reporté sur notre figure les résultats obtenus par Newton & *al.* [6] en détectant les photons γ de 0,48 MeV en coïncidence avec les protons diffusés. L'excitation de ce niveau apparaît dans nos spectres sur le flanc du pic élastique ; sa section efficace, que l'on peut estimer en comparant la forme de ce dernier à celle du pic élastique du ${}^6\text{Li}$, est compatible avec les valeurs données par ces auteurs. Le calcul de la probabilité réduite de transition donne $B(E_2 \uparrow) = 10,5 \pm 2$ fermis⁴ en accord avec la mesure effectuée par excitation coulombienne des ions de ${}^{20}\text{Ne}$ [59].

Le modèle rotationnel de ce noyau a été étudié par différents auteurs [33 à 35]. Les trois premiers niveaux (fondamental $3/2^-$; 0,478 MeV, $1/2^-$ et 4,63 MeV, $7/2^-$) seraient les composantes d'une bande de rotation basée sur le niveau $1/2^-$ à 0,478 MeV ; le niveau signalé à 6,5 MeV [36] serait la composante $5/2^-$ de cette même bande, plusieurs évidences existant pour l'attribution de ce spin et de cette parité à ce niveau [35]. En négligeant les termes avec retournement de spin les sections efficaces seraient alors proportionnelles en première approximation aux carrés des coefficients de Clebsch-Gordan ($3/2, 2, 1/2, 0 \mid I_f, 1/2$) ; le très bon accord que montre la comparaison du tableau II semble confirmer ce modèle.

TABLEAU II

Niveau	Carré des coefficients de Clebsch-Gordan	Section efficace observée au maximum (millibarns/sr)	Rapport des deux colonnes précédentes ($\times 35$)
0,478 MeV, $1/2^-$	7/35	1,8	3,9
4,6 MeV, $7/2^-$	18/35	4,7	3,8
6,5 MeV, $5/2^-$	3/35	0,8	3,8

Ce noyau a été étudié par diffusion des électrons par Bernheim & Bishop [32] ; leurs mesures indiquent que l'excitation du niveau de 4,6 MeV correspond bien à une transition E_2 ; leur facteur de forme multiplié par $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$ est représenté sur la figure 18 ainsi que la fonction $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ en prenant pour R et g les mêmes paramètres que pour le ${}^6\text{Li}$ ($R = 3$ fermis, $g = 0,85$ fermi). On peut voir que notre distribution angulaire présente toujours par rapport à cette fonction le même décalage attribué à la distorsion que pour le niveau de 2,18 MeV du ${}^6\text{Li}$, mais que celle des électrons est trop élevée pour les valeurs de $q \geq 1$ fermi⁻¹. Ceci est probablement la cause du désaccord que nous constatons avec Bernheim & Bishop pour la probabilité d'excitation $B(E_2 \uparrow)$ que nous trouvons égale à 28 ± 6 fermis⁴ alors que ces auteurs, utilisant une autre forme analytique, obtiennent $17 \pm 1,5$ fermis⁴. La comparaison des valeurs absolues des facteurs de forme reste néanmoins valable et donne un facteur $\Gamma^2 = 0,57$.

Le niveau de $6,5 \pm 0,3$ MeV est beaucoup moins excité dans nos expériences que le niveau observé à $6,8 \pm 0,1$ MeV par Bernheim & Bishop (le rapport de sa section efficace à celle du niveau de 4,6 MeV est de $0,17 \pm 0,08$ dans nos expériences alors qu'il est de $0,74 \pm 0,15$ pour les mesures effectuées avec des électrons) et nous n'observons pas le niveau de 5,7 MeV. Il est probable que la cause de ces désaccords est contenue dans les nouveaux résultats qu'ont obtenus ces auteurs

et qui peuvent s'interpréter comme l'électrodésintégration du ${}^7\text{Li}$ en particule α et triton [52].

3. Béryllium 9. — Nous donnons sur la figure 19 un spectre obtenu sur ce

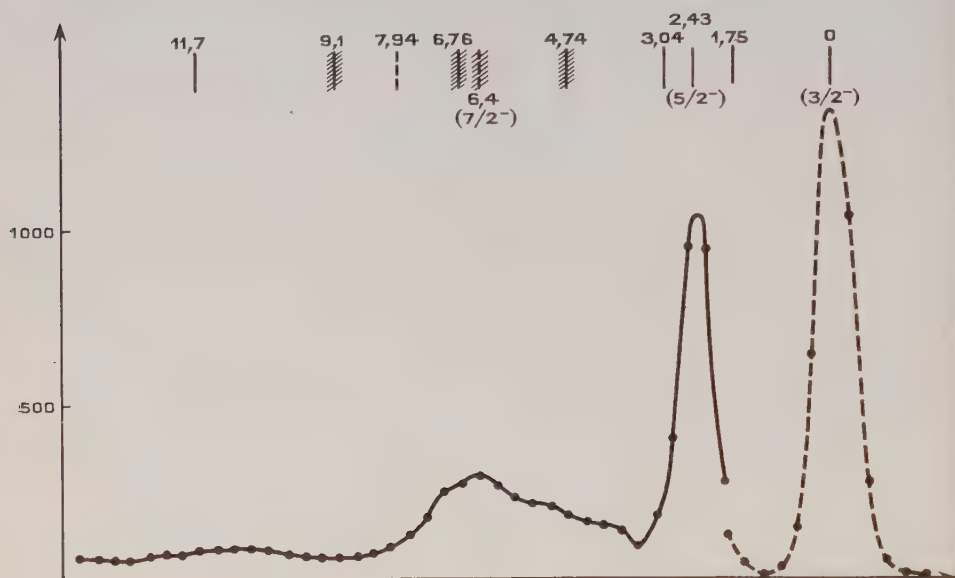


FIG. 19. — Spectre du ${}^9\text{Be}$ à 20° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. Pour la courbe en tirets, les ordonnées sont réduites d'un facteur 2,5. En haut de la figure, positions des niveaux.

noyau à 20° . On a pu distinguer l'excitation des niveaux suivants : $2,4 \pm 0,05$ MeV ; $5,0 \pm 0,6$ MeV (niveau large visible plutôt aux faibles angles où sa section efficace reste inférieure à 2 millibarns/sr) ; $6,4 \pm 0,2$ MeV (largeur intrinsèque 1,8 MeV) et l'indication de deux niveaux faiblement excités à 11,7 MeV (visible entre 15 et 35°) et à 14,9 MeV (visible vers 10°). Les deux niveaux de 2,4 et 6,4 MeV qui sont excités d'une façon importante sont les seuls dont nous pouvons donner les distributions angulaires qui sont du type E_2 (fig. 20) ; à l'erreur absolue de 10 % sur les sections efficaces due à la normalisation, il faut ajouter l'erreur due à la décomposition qui ne doit pas dépasser 3 % sur le niveau de 2,4 MeV mais peut atteindre ± 15 % sur celui de 6,4 MeV du fait de sa largeur intrinsèque de 1,8 MeV et du voisinage d'un autre niveau large moins excité à 5 MeV. Ces résultats confirment et précisent ceux déjà obtenus par Tyren & Maris [2c] à 185 MeV.

Ce noyau a été étudié par diffusion des électrons par Nguyen Ngoc & al. [20] qui observent un niveau faiblement excité à 1,6 MeV et deux niveaux à 2,47 et 6,4 MeV, ce dernier avec une largeur de 2 MeV. Leurs facteurs de forme sont très bien représentés par les fonctions $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2)$ avec $R = 2,75$ fermis, $g = 0,85$ fermi et ont été reportés sur la figure 20 après avoir été multiplié par $|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2$ et l'on voit que, compte tenu du léger décalage systématique, les résultats sont très semblables ; la normalisation est la même pour les deux

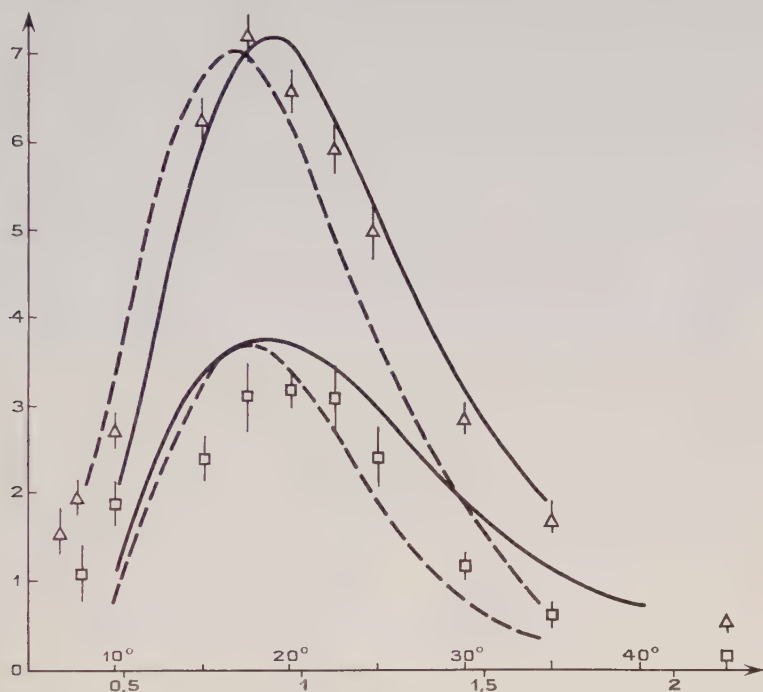


FIG. 20. — Distributions angulaires relatives aux niveaux du ${}^9\text{Be}$ $3/2^-$: Δ $2,4 \pm 0,05$ MeV, $(5/2^-)$; $\square$ $6,4 \pm 0,2$ MeV, $(7/2^-)$, largeur égale environ à 1,8 MeV. En tirets, les courbes $F^2_{\text{electrons}}(q)$ ($A_Z^2 - |C_Z|^2$) obtenues par Nguyen Ngoc & al. [20]. En trait plein, courbe du haut $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{p\alpha} \left[\frac{72}{7} J_2^2(qR) + \frac{12}{7} J_4^2(qR) \right] \times 0,85$ avec $R = 2,3$ fermis, courbe du bas $\left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{p\alpha} \left[\frac{40}{7} J_2^2(qR) + \frac{72}{7} J_4^2(qR) \right] \times 0,85$ avec $R = 2,3$ fermis. En abscisses, θ_{labo} en degrés et q en fm^{-1} ; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

niveaux ce qui indique qu'ils ont le même facteur de transmission Γ^2 qui est ici égal à 0,44. Nos points à 8° et 10° sur le niveau de 6,4 MeV sont un peu au-dessus de ceux obtenus avec les électrons; il est fort possible que le niveau voisin de 5 MeV, qui croît aux faibles angles, fausse les décompositions dans cette région.

Etant donné la similitude des résultats, nous pouvons conclure, comme Nguyen Ngoc & al. [20] et pour les mêmes raisons, que ces deux niveaux peuvent être très bien décrits comme les composantes d'une bande de rotation $K = 3/2$ du niveau fondamental [37, 33]; les spins et parités de ces niveaux seraient $5/2^-$ pour le 2,4 MeV et $7/2^-$ pour le 6,4 MeV. Le calcul du rapport de la section efficace d'excitation du niveau de 6,4 MeV à celle du niveau de 2,4 MeV donne dans ce modèle 0,56 et la valeur expérimentale est $0,46 \pm 0,08$. En considérant ce noyau comme deux particules α couplées à un neutron, le modèle rotationnel conduit à la forme suivante pour les sections efficaces de ces deux niveaux [37]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\omega}\right)_{p\alpha} \sum_{\lambda} B_{\lambda} J_{\lambda}^2(qR),$$

où les coefficients B_λ , carrés des coefficients de Clebsch-Gordan, ont les valeurs données par le tableau III.

TABLEAU III

Niveau	$\lambda = 2$	$\lambda = 4$
$5/2^-$ $7/2^-$	$72/7$ $40/7$	$12/7$ $72/7$

(On montre que la diffusion sur le neutron célibataire peut être négligée.) Les courbes sont tracées sur la figure 20 en prenant pour $(d\sigma/d\omega)_p$ la section efficace $p\alpha$ dans le centre de masse pour le même transfert de quantité de mouvement $\hbar q$ que celui de la réaction [41] et, pour la demi-distance entre les deux particules α , $R = 2,3$ fermis [37]. On voit que, autant pour les formes que pour les valeurs relatives (le facteur de normalisation est $\Gamma^2 = 0,85$), l'accord est excellent, surtout si on tient compte du fait que cette formule ne contient qu'un seul paramètre R .

4. **Bore 10.** — On peut voir, sur la figure 21, que sur ce noyau on excite surtout

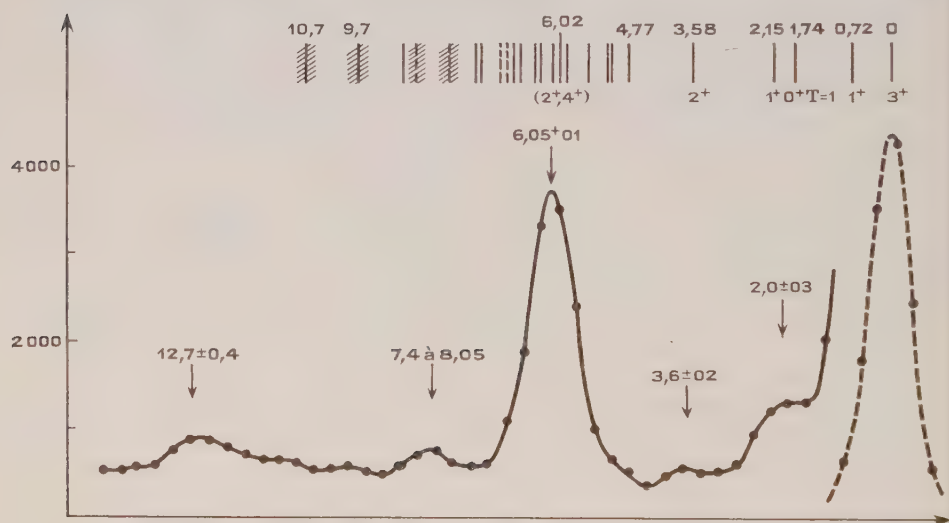


FIG. 21. — Spectre du ^{10}B à 20° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. Pour la courbe en tirets, les ordonnées sont réduites d'un facteur 10. En haut de la figure, positions des niveaux.

un seul niveau placé vers 6 MeV. Nous donnons sur la figure 22 sa distribution angulaire et les sections efficaces des autres niveaux observés.

1. **Niveau de $2,0 \pm 0,3$ MeV.** — La diffusion parasite sur l'enveloppe d'aluminium de la cible, importante à l'endroit où se place ce pic, rend sa décomposition difficile et l'erreur absolue sur sa section efficace est de l'ordre d'un facteur 2. Pour la même raison, on ne peut distinguer s'il s'agit du niveau $0^+T = 1$ à 1,74 MeV ou du niveau $1^+T = 0$ à 2,15 MeV.

2. **Niveau de $3,6 \pm 0,2$ MeV.** — Il s'agit certainement du niveau $2^+T = 0$ à 3,58 MeV ; il est faiblement excité et l'erreur absolue est de l'ordre de $\pm 40\%$.

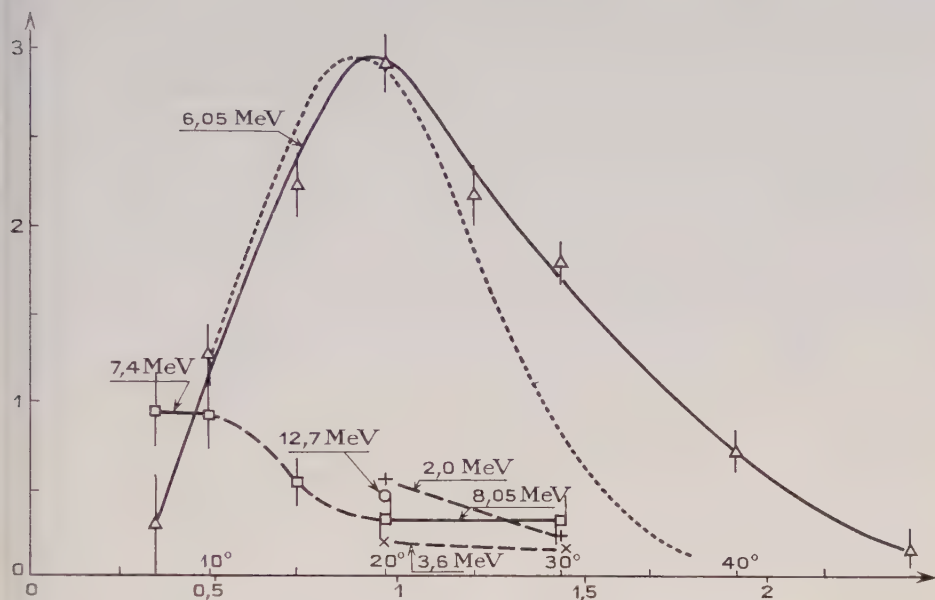


FIG. 22. — Distributions angulaires relatives aux niveaux du $^{10}\text{B } 3^+$: $+ 2,0 \pm 0,3$ MeV, ($0^+T = 1, 1^+$) ; $\times 3,6 \pm 0,2$ MeV, 2^+ ; $\Delta 6,05 \pm 0,1$ MeV, ($2^+, 4^+$) ; $\square 7,4 \pm 0,3$ et $8,05 \pm 0,3$ MeV ; $\circ 12,7 \pm 0,4$ MeV.

En pointillé, la courbe $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 2,6$ fermis et $g = 0,85$ fermi. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis^{-1} ; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

3. Niveau de $6,05 \pm 0,1$ MeV. — Ce niveau est fortement excité ; compte tenu de l'erreur de normalisation de 15 %, l'erreur absolue totale sur la section efficace est de l'ordre de ± 20 % ; le pic est un peu plus large que notre limite de résolution et il est possible qu'il corresponde à l'excitation de deux niveaux d'énergies voisines ayant la même distribution angulaire ; il existe en effet plusieurs niveaux dans cette région et en particulier un niveau à 5,92 MeV ($2^\pm, 3^+, 4^+$) et un niveau 4^+ à 6,02 MeV, tous deux observés par réaction $^6\text{Li}(\alpha, \gamma)^{10}\text{B}$ [36]. La distribution angulaire est semblable à celle du niveau de 2,4 MeV du ^9Be et on peut penser qu'il s'agit surtout d'une transition quadrupolaire électrique ; nous avons donc tracé la fonction $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 2,6$ fermis et $g = 0,85$ fermi (le rayon R est un peu plus faible que pour le ^9Be où $R = 2,75$ fermis, ce qui semble être indiqué par un léger déplacement du maximum de la distribution angulaire par rapport au niveau de 2,4 MeV du ^9Be). La normalisation de cette courbe nous donne $\Gamma^2 \beta_2 = 0,12$ ou, en prenant pour Γ^2 la valeur interpolée 0,42, $\beta_2 = 0,29$, soit une probabilité d'excitation

$$B(E_2 \uparrow) = (Z^2 R^{21}/4 \pi) \beta_2 = 26 \pm 5 \text{ fermis}^4.$$

L'incertitude sur le moment angulaire du niveau nous empêche de connaître le facteur d'accélération ; sa plus petite valeur serait pour le cas d'un niveau 4^+ pour lequel il serait égal à 15 ; cette valeur élevée indique qu'il s'agit d'un niveau collectif.

4. Niveaux de $7,4 \pm 0,3$ MeV (aux faibles angles) et de $8,05 \pm 0,3$ MeV (aux grands angles). — Nous n'avons pu séparer ces deux niveaux, mais le déplacement de l'énergie du pic en fonction de l'angle nous indique qu'il s'agit de deux niveaux ayant des distributions angulaires différentes. Celle du niveau de 7,4 MeV est dirigée vers l'avant et correspond probablement à une transition M_1 . La section efficace que nous donnons est celle de la somme des deux pics ; elle comporte une erreur absolue de ± 25 %.

5. Niveau de $12,7 \pm 0,4$ MeV. — Ce niveau n'est observable qu'à 20° ; l'erreur absolue sur la section efficace est de ± 50 %.

5. Bore 11. — Comme on peut le voir sur le spectre représenté par la figure 23,

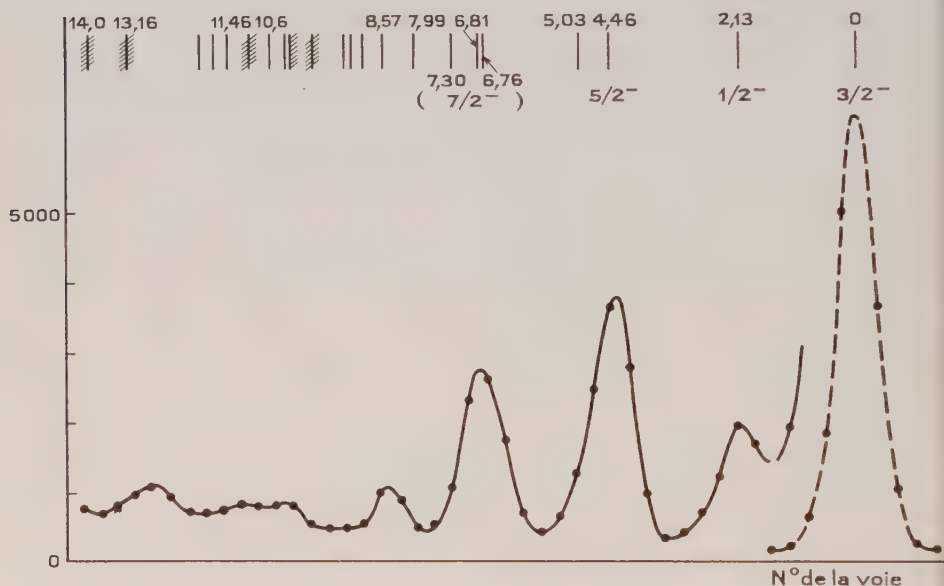


FIG. 23. — Spectre du ^{11}B à 20° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. Pour la courbe en tirets, les ordonnées sont réduites d'un facteur 10. En haut de la figure, positions des niveaux.

le nombre de niveaux excités dans ce noyau est assez important. Les distributions angulaires sont données sur la figure 24. En plus de l'erreur de ± 15 % due à la normalisation, les valeurs absolues des sections efficaces sont affectées des erreurs suivantes dues au mode de décomposition : ± 5 % sur les pics de 4,35 et 6,75 MeV ; ± 15 % sur les pics de 2,1 et 8,6 MeV ; de l'ordre d'un facteur 2 sur les pics de 10,5, 11,5 et 12,9 MeV.

Le spectre de la figure 23 a été obtenu avec une cible étroite et, dans ce cas, l'enveloppe d'aluminium donnait un fond à une énergie légèrement inférieure à celle du pic élastique perturbant les mesures sur le pic de 2,1 MeV. Ce niveau a pu être étudié à nouveau au cours d'une troisième série d'expériences effectuée avec une cible de ^{11}B frittée qui ne présentait plus cet inconvénient. Nous avons pu ainsi

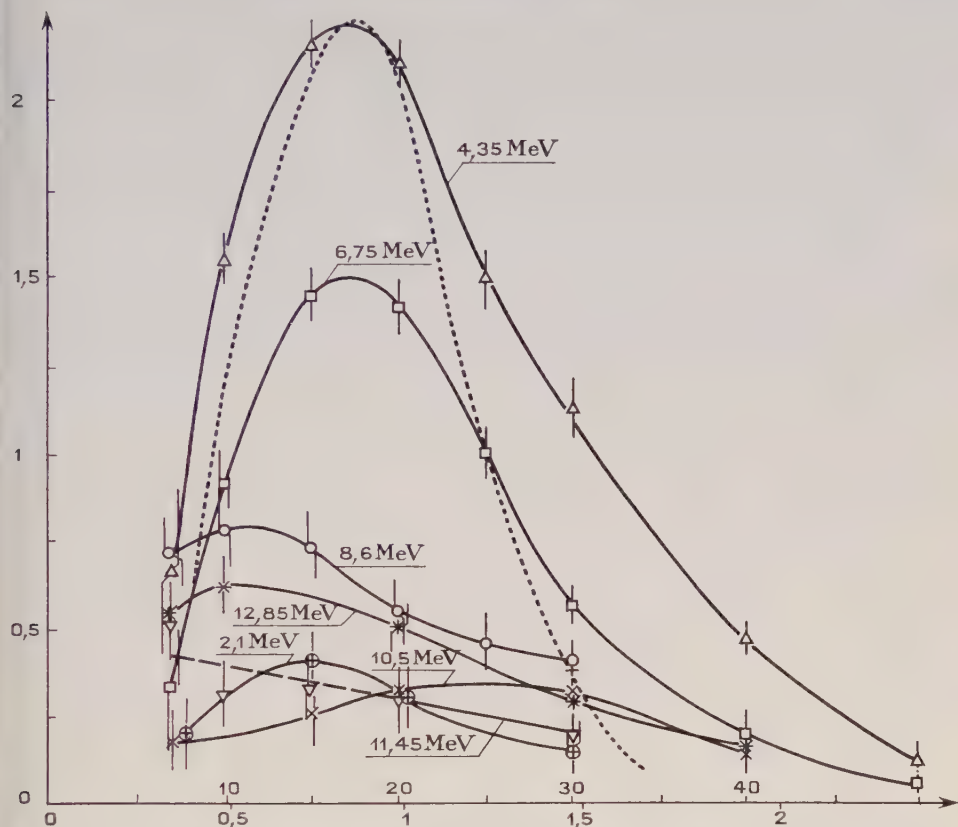


FIG. 24. — Distributions angulaires relatives aux niveaux du $^{11}\text{B } 3/2^-$: $+ 2,1 \pm 0,2$ MeV, $1/2^-$; Δ $4,35 \pm 0,1$ MeV, $5/2^-$; $\square$ $6,75 \pm 0,1$ MeV, $(7/2^-)$; $\circ$ $8,6 \pm 0,2$ MeV ; $\times$ $10,5 \pm 0,3$ MeV ; ∇ $11,45 \pm 0,3$ MeV ; $*$ $12,85 \pm 0,3$ MeV.

En pointillé, la courbe $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 2,9$ fermis et $g = 0,9$ fermi. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis^{-1} ; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

nous assurer que la distribution angulaire de ce pic ne montait pas aux faibles angles.

Nous pensons que le niveau observé à $4,35 \pm 0,1$ MeV est dû principalement à l'excitation du niveau $5/2^-$ de $4,46$ MeV et non au niveau de $5,03$ MeV ; en effet, d'une part sa position en énergie reste aux environs de $4,4$ MeV quel que soit l'angle de diffusion, d'autre part Clegg & al. [38] et Newton & al. [39], en étudiant les photons γ de désexcitation produits par le bombardement de ce noyau par des protons de 150 MeV, trouvent que la section efficace d'excitation du niveau de $5,03$ MeV est environ 5 fois plus faible que celle du niveau de $4,46$ MeV.

Les deux niveaux de $4,35$ et $6,75$ MeV ont été aussi observés par Tyren & Maris [2c] par diffusion de protons de 185 MeV. Leurs distributions angulaires, tracées à même transfert de quantité de mouvement, sont décalées par rapport aux nôtres de 3 ou 4° vers les grands angles. Bien qu'un peu supérieures aux nôtres, leurs sections efficaces sont dans les limites des erreurs expérimentales. (Il faut

noter que ces auteurs utilisaient du bore naturel contenant 19 % de ^{10}B dont le niveau fortement excité de 6 MeV a pu faire surestimer légèrement le niveau de 6,7 MeV du ^{11}B .) Le niveau de 8,5 MeV a été également observé par ces auteurs avec prédominances vers l'avant. Les niveaux de 10,5 ; 11,45 et 12,85 MeV sont donnés à titre indicatif ; le fond non négligeable et l'abondance de niveaux dans cette région ne nous permettent pas de dire s'il s'agit de niveaux purs ou de groupes de niveaux.

Le modèle rotationnel de ce noyau a été étudié par Clegg [33]. Les niveaux fortement excités seraient les niveaux de 4,46 MeV, $5/2^-$ et de 6,8 MeV, $7/2^-$ composant la bande de rotation $K = 3/2$ basée sur le fondamental $3/2^-$ et correspondant à la configuration de Nilsson $1^4 3^4 2^3$ (4 particules sur chacun des niveaux 1 et 3 et 3 particules sur le niveau 2). Les niveaux de 2,13 MeV, $1/2^-$ et de 5,03 MeV, $3/2^-$ formeraient la bande $K = 1/2$ correspondant à la configuration $1^4 2^4 3^3$ et seraient moins fortement excités. L'application de ce modèle est compliquée du fait du mélange des deux états de même moment angulaire appartenant aux deux bandes de rotation. Nous avons reporté sur la figure 24 la fonction $J_2^2(q, R) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 2,9$ fermis et $g = 0,9$ fermi. On remarque que les distributions angulaires expérimentales sont plus larges que sur

le ^9Be et que le maximum est légèrement décalé vers les petits angles (rayon plus grand que 2,9 fermis). La comparaison des valeurs absolues donne le tableau IV en prenant pour le facteur de transmission la valeur interpolée $\Gamma^2 = 0,38$.

TABLEAU IV

Niveau	$B(E_2 \uparrow)$ (fermis ⁴)	$\Gamma(E_2 \downarrow)$ (eV)
4,35 MeV, $3/2^- \rightarrow 5/2^-$	24 ± 5	$0,023 \pm 0,009$
6,75 MeV, $3/2^- \rightarrow 7/2^-$	16 ± 3	$0,09 \pm 0,04$

On remarque que le rapport de ces probabilités de transition

$$B(E_2, 3/2^- \rightarrow 7/2^-) / B(E_2, 3/2^- \rightarrow 5/2^-) = 0,67 \pm 0,07$$

(l'erreur de normalisation n'intervient pas dans le rapport) n'est pas très éloigné de la valeur 0,56 que donnerait l'excitation d'une bande $K = 3/2$ pure.

La largeur du niveau de 6,75 MeV n'est pas connue par ailleurs ; la mesure par absorption résonnante γ de celle du niveau de 4,46 MeV donne $\Gamma = 0,56 \pm 0,008$ eV avec un rapport d'intensité $E_2/M_1 \leq 0,2$ [36]. L'écart important entre les deux résultats s'explique si l'on admet que, dans le cas de l'excitation par protons de 155 MeV, la transition s'effectue principalement sous forme E_2 . L'excitation M_1 de ce niveau, qui serait proportionnelle à $B(M_1)$ c'est-à-dire à $\Gamma(M_1)/E^3$, serait en effet, contrairement à ce qu'on observe, inférieure à celle du niveau de 2,1 MeV qui a une largeur $\Gamma(M_1) = 0,14$ eV [36, 40].

On peut remarquer que l'excitation importante des niveaux de 4,46 et 6,75 MeV est en faveur de leur description comme deux des quatre composantes du couplage d'un trou $p_{3/2}$ dans le ^{12}C avec l'excitation du cœur de ^{12}C au niveau 2^+ à 4,4 MeV [57]. La somme des sections efficaces des deux niveaux du ^{11}B est en effet voisine de la section efficace du niveau du ^{12}C .

6. Carbone 12. — Les résultats sont ici plus précis que sur les autres noyaux du fait que nous avons effectué un plus grand nombre de mesures. Un spectre mon-

trant les premiers niveaux a été donné plus haut (fig. 9). Les sections efficaces différentielles sont données sur les figures 26 à 30 ; il faut y ajouter les erreurs absolues suivantes dues à la normalisation et au mode de décomposition : 4,4 MeV, $\pm 10\%$; 7,6 MeV, $\pm 20\%$; 9,6 MeV, $\pm 10\%$; 12,7 MeV, $\pm 30\%$; 15,1 MeV, $\pm 20\%$; $16,1 \pm 0,2$ MeV, $\pm 50\%$; $18,2 \text{ MeV} \pm 0,2$ MeV, $\pm 50\%$; $19,3 \pm 0,2$ MeV, $\pm 30\%$; $20,3 \pm 0,3$ MeV, facteur 2 ; $21,5 \pm 0,2$ MeV, facteur 2 ; $22,2 \pm 0,2$ MeV, $\pm 30\%$.

Nous avons essayé d'étudier en détails la région de la résonance géante vers 20 MeV et donnons sur la figure 25 le spectre de cette région obtenu à 20° , où les pics que nous avons décomposés apparaissent tous. Les spectres aux autres angles ne font pas apparaître l'ensemble des niveaux, mais nous avons tenté d'opérer une décomposition cohérente. Les énergies données sont les moyennes des résultats obtenus aux angles auxquels les pics se détachent le mieux. Il semble que nous

ayons atteint ici la limite du rapport Γ/D de la largeur intrinsèque des niveaux excités à leur distance relative, à partir de laquelle un gain de résolution n'améliore plus la séparation des pics. Il est donc fort probable que certaines de nos distributions angulaires représentent la somme de deux ou plusieurs niveaux voisins.

Nous avons déjà signalé dans l'introduction les travaux expérimentaux effectués sur ce noyau par diffusion inélastique de protons de moyenne énergie [1a, 2a et b, 3 à 5, 43] ; si l'on tient compte des erreurs données pour les valeurs absolues, ils sont en accord avec les résultats obtenus ici. Notre résolution plus élevée nous a cependant permis une meilleure décomposition des niveaux et nos distributions angulaires sont plus complètes et plus précises : les niveaux de 15,1 et 16,1 MeV sont mieux séparés ; la région de la résonance géante est plus détaillée ; le comportement des distributions angulaires aux faibles angles est mieux précisé.

On sait que ce noyau a fait l'objet de très nombreuses études théoriques. Nous avons comparé nos résultats expérimentaux aux distributions angulaires calculées par N. Vinh Mau [44] et par E. A. Sanderson [18b]. Ces auteurs ont effectué des calculs sur les niveaux du ^{12}C en utilisant le modèle d'interaction trou-particule ; l'état fondamental des noyaux à couche fermée est défini comme un vide ; chaque état excité, supposé produit par le changement d'état d'un seul nucléon, est obtenu par la destruction d'une particule dans le vide et la création simultanée d'une particule hors du vide. Ceci revient à réduire l'interaction compliquée d'un nucléon excité avec les $A - 1$ nucléons restant dans leur état primitif à une interaction plus

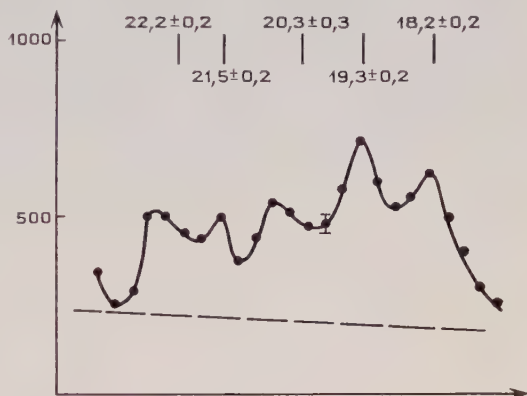


FIG. 25. — Spectre de la région de la résonance géante du ^{12}C à 20° . En abscisse, numéro de la voie ; en ordonnée, nombre d'impulsions par voie. En tirets, fond extrait. En haut de la figure, positions des niveaux observés en mégaelectronvolts (MeV).

simple entre le nucléon et le trou créés. N. Vinh Mau a utilisé les fonctions d'onde ainsi obtenues pour calculer les distributions angulaires de tous les niveaux excités d'une façon notable par des protons de 155 MeV. Ces calculs sont faits dans l'approximation d'impulsion sans distorsion. E. A. Sanderson a effectué les mêmes calculs en ondes distordues pour des protons de 180 MeV excitant les niveaux 1^- , 2^- , 3^- et 1^+ (afin que les comparaisons soient faites à même transfert de quantité de mouvement, les angles ont été dans ce cas corrigés d'un facteur $\sqrt{180/155}$).

Dans l'ensemble les comparaisons des distributions angulaires sont bonnes, tous les niveaux calculés par N. Vinh Mau pouvant être retrouvés expérimentalement si l'on tient compte du fait que notre résolution ne nous permet pas de séparer les niveaux trop rapprochés (le niveau de 16,1 MeV serait la somme de trois niveaux différents) et que les niveaux qui ont une énergie d'excitation trop grande ($1^- T = 1$ prédit à 34,5 MeV et $2^- T = 1$ prédit à 27,8 MeV) peuvent être

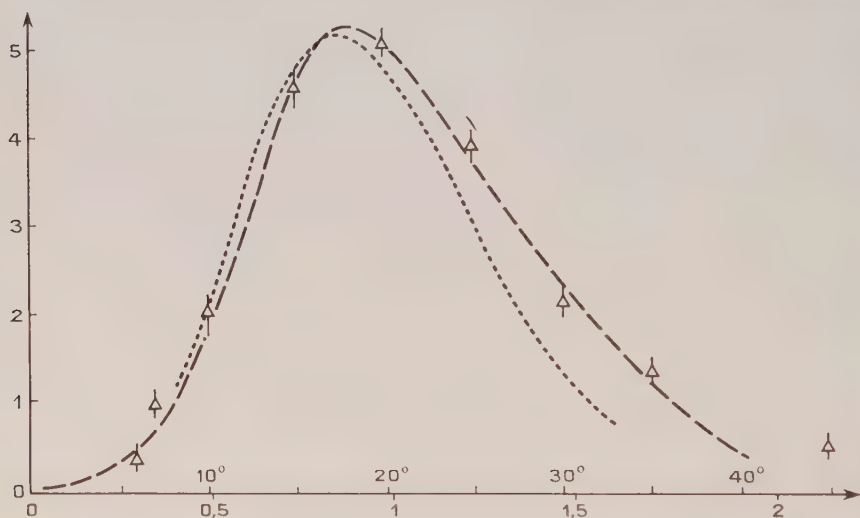


FIG. 26. — Distribution angulaire relative au niveau de 4,4 MeV, 2^+ de ^{12}C . En pointillé, la courbe $J_2^2(q R) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 2,52$ fermis et $g = 0,9$ fermi. En tirets, distribution ($\times 0,18$) calculée par N. Vinh Mau [44]. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis^{-1} ; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

noyés dans le fond continu. Les valeurs absolues sont assez cohérentes pour les niveaux de parité négative, les valeurs expérimentales étant toutes plus faibles que les valeurs théoriques d'un facteur de l'ordre de 2 que l'on peut attribuer à l'absorption qui a été négligée dans les calculs de N. Vinh Mau. Pour les niveaux de parité positive les valeurs théoriques doivent être réduites d'un facteur beaucoup plus important pour retrouver les valeurs expérimentales (de l'ordre de 6 pour le niveau 2^+ à 4,4 MeV); ce désaccord provient probablement des mélanges de configurations à deux trous et deux particules qui ont été négligés dans le calcul [44].

1. Niveau 2^+ à 4,4 MeV (fig. 26). — On voit que la courbe $J_2^2(q R) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ tracée avec les paramètres de la diffusion

élastique des électrons obtenus par Helm [23] ($R = 2,52$ fermis, $g = 0,9$ fermi) représente bien les résultats expérimentaux si on néglige l'effet de distorsion aux grands angles. Le désaccord particulier que cet auteur constatait sur ce niveau entre le facteur de forme des électrons obtenu par Fréreau [45] et la représentation des transitions E_2 par une forme en $J_2^2(qR) \exp(-q^2 g^2)$ ne se retrouve donc pas pour la diffusion des protons. Il serait intéressant de refaire l'étude de

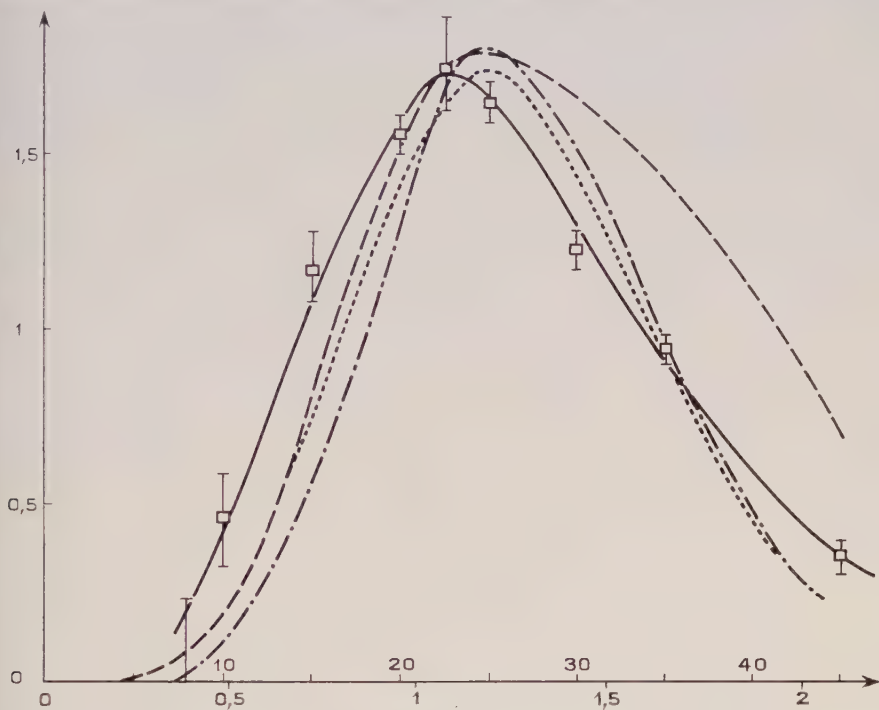


FIG. 27. — Distribution angulaire relative au niveau de 9,6 MeV, 3^- de ^{12}C . En pointillé, la courbe $J_3^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ avec $R = 2,52$ fermis et $g = 0,9$ fermi. En tirets, distribution ($\times 0,60$) calculée pour 9,8 MeV par N. Vinh Mau [44]. En trait mixte, distribution ($\times 0,70$) calculée par E. A. Sanderson [18b]. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis $^{-1}$; en ordonnée, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

ce niveau en électrons. La comparaison des valeurs absolues aux résultats de Fréreau donne un facteur de transmission $\Gamma^2 = 0,31 \pm 0,06$.

2. Niveau 0^+ à 7,6 MeV (fig. 28). — Ce niveau qui correspond à une configuration à deux trous et deux particules n'a pas été calculé par N. Vinh Mau. Depuis que ces résultats ont été obtenus, la remontée de la section efficace vers les faibles transferts d'impulsion a été confirmée par des mesures effectuées à Uppsala sur des protons de 185 MeV [49]. Bien que peu précis, le facteur de forme obtenu avec les électrons [45] est en accord avec le nôtre; la comparaison des valeurs absolues donne pour le facteur de transmission $\Gamma^2 = 0,30 \pm 0,1$.

3. Niveau 3^- à 9,6 MeV (fig. 27). — La distribution angulaire expérimentale est décalée vers les faibles angles par rapport aux courbes théoriques et à la courbe

$J_3^2(qR) \exp(-q^2 g^2) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$; ce désaccord est difficile à expliquer. N. Vinh Mau et E. A. Sanderson n'ont pas pris le même mélange de configurations pour la description de ce niveau et il semble que cet effet soit assez sensible. La

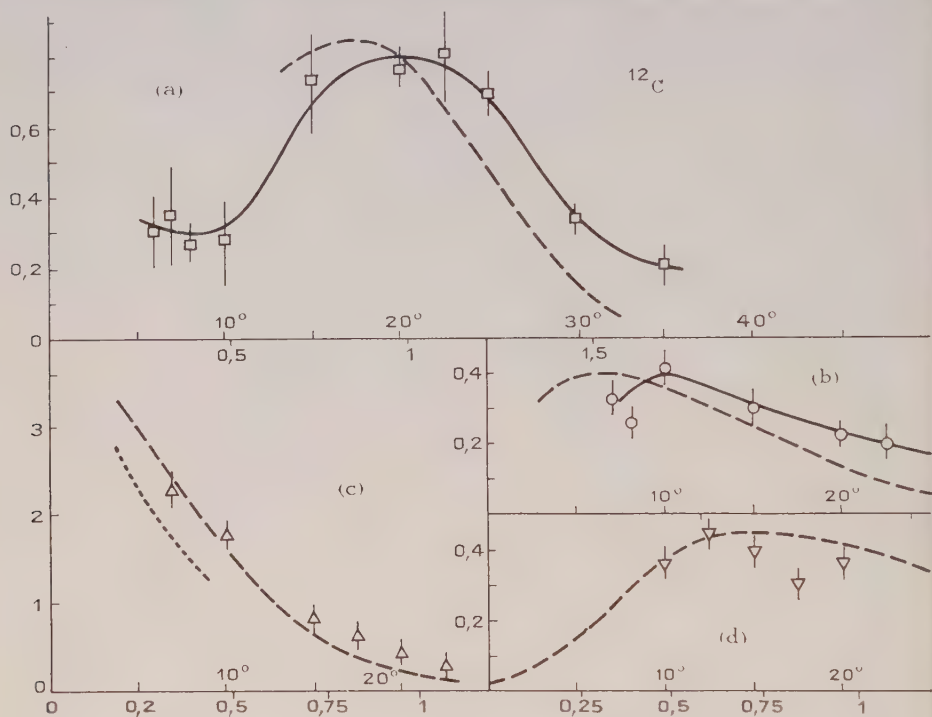


FIG. 28. — Distributions angulaires relatives aux : a) niveau de 7,6 MeV, 0^+ ; en tirets, courbe $F_{\text{électrons}}^2(q) (|A_\alpha|^2 + |C_\alpha|^2)$ de Frégeau [45]; b) niveau de 12,7 MeV, 1^+ ; en tirets, distribution ($\times 0,08$) calculée par N. Vinh Mau [44]; c) niveau de 15,1 MeV, $1^+T = 1$; en tirets, distribution ($\times 0,15$) calculée par N. Vinh Mau [44]; en pointillé, distribution calculée par E. A. Sanderson [18b]; d) niveau de $16,1 \pm 0,2$ MeV; en tirets, distribution ($\times 0,18$) calculée par N. Vinh Mau pour la somme des trois niveaux; 16,1 MeV, $2^+T = 1$; 15,2 MeV, $2^-T = 0$; 14 MeV, $2^-T = 0$ [44]. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis $^{-1}$; en ordonnées, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

comparaison aux résultats obtenus avec les électrons [45] fournit un facteur de transmission $\Gamma^2 = 0,43 \pm 0,15$, ce qui donnerait $B(E_3 \uparrow) \simeq 600 \pm 200$ fermis 6 et un facteur d'accélération $B_{\text{exp}}/B_{\text{SP}} = 17 \pm 6$.

4. Niveau 1^+ à 12,7 MeV (fig. 28). — Ce niveau est faiblement excité et le facteur de réduction qu'il faut appliquer aux résultats de N. Vinh Mau est important (0,08). On peut penser également qu'un mélange de configurations à deux trous et deux particules perturbe les calculs.

5. Niveau $1^+T = 1$ à 15,1 MeV (fig. 28). — C'est le premier niveau $T = 1$, il correspond dans le modèle en couches au retournement du spin d'un nucléon $p_{3/2}$ par une transition M_1 . Sa largeur radiative γ est grande (54,5 eV) [36] et il est fortement excité par les protons de 155 MeV. Il est ainsi l'analogue du niveau

de 3,6 MeV, $T = 1$ du ${}^6\text{Li}$ et, comme pour celui-ci, la distribution angulaire des protons diffusés présente une forte prédominance vers l'avant. Ceci est dû en partie à la diffusion proton-nucléon avec retournements de spin et d'isospin ; nous avons vu en effet, au cours de l'étude théorique de l'approximation d'impulsion, (fig. 11) que le rapport de la section efficace de ce niveau à celle, très différente,

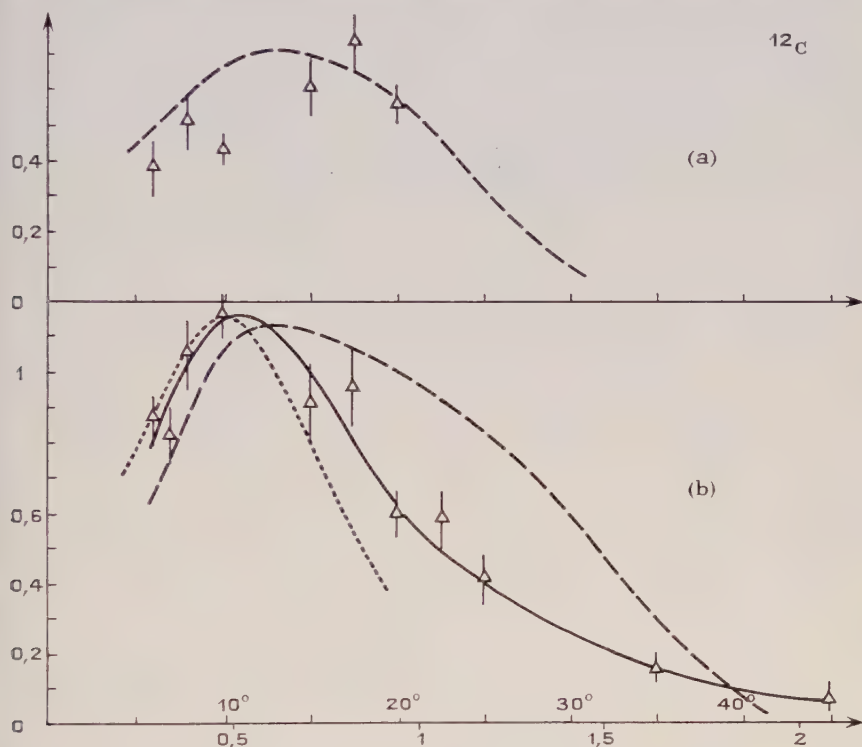


FIG. 29. — Distributions angulaires relatives aux : a) niveau de $18,2 \pm 0,2$ MeV ; en tirets, distribution ($\times 0,47$) calculée par N. Vinh Mau [44] pour 23,7 MeV, $2-T=1$; b) niveau de $19,3 \pm 0,2$ MeV ; en tirets, distribution ($\times 0,55$) calculée par N. Vinh Mau [44] pour 19,8 MeV, $2-T=1$; en pointillé, distribution ($\times 0,53$) calculée par E. A. Sanderson [18b]. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fm^{-1} ; en ordonnées $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

du niveau de 12,7 MeV ($T = 0$) était proportionnel au rapport des termes de diffusion proton-nucléon correspondants dans les cas $\Delta T = 1$ et $\Delta T = 0$ respectivement.

Les prévisions théoriques de l'approximation d'impulsion, dans le cas de l'excitation de ce niveau par des protons de 152 MeV, ont été comparées à des mesures de section efficace, de polarisation des protons diffusés et de corrélation angulaire entre ces derniers et les rayons γ de désexcitation, effectuées à Orsay par de Bouard [43]. Ces comparaisons sont très satisfaisantes et montrent qu'un tel ensemble de mesures est un moyen fécond d'étude des niveaux nucléaires.

6. Région de la résonance géante. — Etant donné le nombre de niveaux qui sont excités dans cette région et notre résolution limitée à 0,8 MeV, les compa-

raisons sont ici plus incertaines. Il a néanmoins été possible de faire correspondre dans leur ensemble les prévisions théoriques de N. Vinh Mau et les données expérimentales. Les résultats de cette comparaison sont rassemblés dans le tableau V sur lequel nous avons reporté les principales configurations trou-particule utilisées.

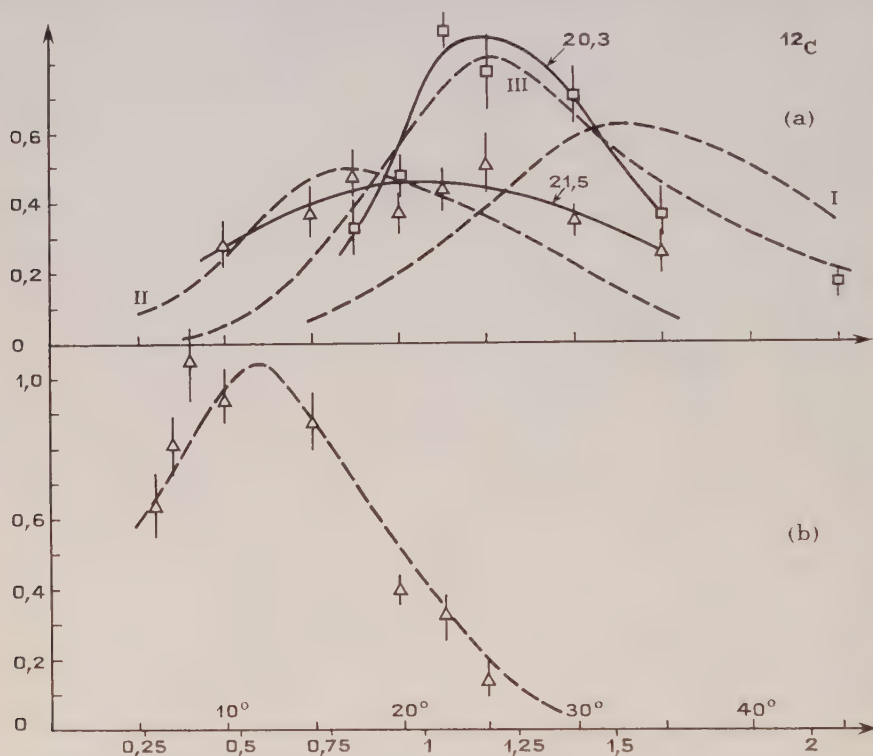


FIG. 30. — Distributions angulaires relatives aux : a) niveaux de $20,3 \pm 0,3$ ($\square$) et $21,5 \pm 0,2$ (Δ) MeV ; en tirets, distributions calculées par N. Vinh Mau [44] pour 18,7 MeV, $3-T = 0$ ($\times 0,20$, courbe I), 20,6 MeV, $2-T = 0$ ($\times 0,40$, courbe II) et 23,8 MeV, $3-T = 1$ ($\times 0,50$, courbe III) ; b) niveau de $22,2 \pm 0,2$ MeV ; en tirets, distribution ($\times 0,50$) calculée par N. Vinh Mau [44] pour 22,6 MeV, $1-T = 1$. En abscisses, θ_{lab} en degrés et q en fermis^{-1} ; en ordonnées, $d\sigma/d\Omega$ en millibarns/sr.

dans le calcul de chaque niveau. Dans leur ensemble, ces résultats sont en accord avec les mesures de polarisation des protons après excitation de ces niveaux effectuées par de Bouard & *al.* [46] (on ne doit s'attendre à une polarisation importante que pour les transitions $\Delta T = 0$ avec une parité favorisée), ainsi qu'avec les mesures effectuées à basse énergie par l'étude de la réaction $^{11}\text{B}(\text{p}, \alpha)^8\text{Be}$ [47].

Le niveau $3^- T = 0$, prédit à 18,7 MeV, n'est pas observé avec une section efficace supérieure au cinquième de celle prévue théoriquement si l'on admet un facteur d'atténuation de l'ordre de 0,4 pour les niveaux à parité négative. L'existence d'une polarisation notable aux grands angles, constatée par de Bouard & *al.* [46], semble cependant en faveur de l'existence de ce niveau vers 20 MeV.

TABLEAU V. — Comparaison des résultats expérimentaux des niveaux du ^{13}C aux prévisions théoriques de N. Vinh Mau [44]

Energie expérimentale (MeV)	Niveaux connus $I^{\pi}T$	Energie (MeV) $I^{\pi}T$	Facteur d'allénuat-ion déduit de la comparaison	Configuration principale	Remarques
4,4	$2^{+}0$	$i \quad 2^{+}0$	0,17	$(1p3/2)^{-1} (1p1/2)$	influence probable de configurations à 2 trous-2 particules
7,6	$0^{+}0$	configuration à deux trous et deux particules			pas calculé
9,6	$3^{-}0$	10,9 $3^{-}0$	0,60	$(1p3/2)^{-1} (1d5/2)$ et $(1p3/2)^{-1} (1d3/2)$	désaccord forme
12,7	$1^{+}0$	13,2 $1^{+}0$	0,08	$(1p3/2)^{-1} (1p1/2)$	
15,1	$1^{+}1$	17,4 $1^{+}1$	0,15	$(1p3/2)^{-1} (1p1/2)$	presque pur
$16,1 \pm 0,2$	$2^{+}1$	16,1 $2^{+}1$ 15,2 $2^{-}0$ 14 $2^{-}0$ 16,7 $2^{+}0$	0,12	$(1p3/2)^{-1} (1p1/2)$ $(1p3/2)^{-1} (2s)$ $(1p3/2)^{-1} (1d5/2)$ $(1p3/2)^{-1} (1f7/2)$	
$18,2 \pm 0,2$		23,7 $2^{-}1$	0,47	$(1p3/2)^{-1} (1d3/2)$	
$19,3 \pm 0,2$		19,8 $2^{-}1$	0,55	$(1p3/2)^{-1} (1d5/2)$ et $(1p3/2)^{-1} (2s1/2)$	désaccord forme
$20,3 \pm 0,3$		23,8 $3^{-}1$ ou 18,73 $3^{-}0$	0,50	$(1p3/2)^{-1} (1d3/2)$ $(1p3/2)^{-1} (1d3/2)$	
$21,5 \pm 0,2$		20,6 $2^{-}0$	0,40	$(1p3/2)^{-1} (1d3/2)$	
$22,2 \pm 0,2$		22,6 $1^{-}1$	0,50	$(1p3/2)^{-1} (1d5/2)$	résonance géante

L'attribution $2^- T = 1$ au niveau observé à 19,3 MeV (fig. 29) et $1^- T = 1$ à la résonance géante observée à 22,2 MeV (fig. 30) semble bien confirmée par l'ensemble de ces résultats. Le niveau $1^- T = 1$ prédit à 34 MeV n'a pu être observé ; il est probable qu'il disparaît dans le fond important que nous avons dans cette région.

CONCLUSION

La diffusion inélastique sur les noyaux légers que nous avons présentée dans ce travail nous a montré que nous possédons là un moyen d'étude fécond qui mérite d'être appliqué d'une manière systématique à l'ensemble des noyaux. Le faisceau du synchrocyclotron, modulé à 10 kHz, l'angle solide de 2×10^{-3} sr et le grand pouvoir dispersif de l'analyseur magnétique nous ont permis, avec l'aide du multi-détecteur à 30 voies, d'obtenir un grand nombre de résultats avec une meilleure séparation des niveaux que celle des travaux antérieurs ; la région de la résonance géante du ^{12}C a pu, en particulier, être séparée en cinq niveaux distincts.

L'emploi de l'approximation d'impulsion pour décrire l'interaction des protons de 155 MeV avec les noyaux est confirmé par l'ensemble des résultats. Etant donné que la matrice de diffusion nucléon-nucléon dépend fortement du spin et de l'isospin, les distributions angulaires sont très sensibles aux caractéristiques des niveaux excités, comme on a pu le voir en comparant les sections efficaces relatives des niveaux de 15,1 MeV ($1^+ T = 1$) et de 12,7 MeV ($1^+ T = 0$) du ^{12}C aux termes de diffusion nucléon-nucléon correspondants. On a pu voir également que les distributions angulaires calculées par N. Vinh Mau pour les différents niveaux du ^{12}C nous ont permis, par comparaison à nos résultats expérimentaux, de connaître les spin et isospin des niveaux observés dans la région de la résonance géante. Les calculs de valeur absolue sont plus incertains à cause des effets de distorsion, mais nous avons vu que les facteurs de forme déduits de l'approximation d'impulsion pour les transitions quadrupolaires électriques sont très semblables à ceux obtenus par diffusion inélastique des électrons et que la comparaison des valeurs absolues conduit à un facteur de transmission pour les protons ayant une valeur très acceptable et décroissant régulièrement avec le nombre de masse. On peut même penser que des comparaisons de résultats obtenus de façon très précise par chacune des deux méthodes permettront de calculer complètement les effets de distorsion.

Un grand nombre des niveaux fortement excités et de faible énergie correspondent à des transitions sans retournements de spin et d'isospin. En ajustant leur facteur de forme avec une expression analytique simple et en interpolant les valeurs du facteur de transmission, nous avons pu déterminer la multipolarité et calculer la probabilité réduite de transition de ceux de ces niveaux qui n'ont pas été étudiés par diffusion des électrons.

Le grand nombre de transitions quadrupolaires électriques observées avec un facteur d'accélération important nous a conduit à utiliser des modèles collectifs pour l'interprétation de certains noyaux et en particulier le modèle rotationnel de Nilsson qui représente bien le ^7Li et le ^9Be (deux particules α en rotation couplées à un neutron). Le cas du ^{11}B est plus compliqué du fait du mélange des niveaux de même moment angulaire appartenant à deux bandes de rotation différentes.

Ce travail est naturellement incomplet du point de vue de l'interprétation ;

les difficultés théoriques, qui ne sont probablement pas insurmontables, nous ont empêché d'obtenir pour les transitions magnétiques les mêmes renseignements que pour les transitions électriques. Ces difficultés viennent non seulement de la complexité des calculs (spin et isospin dépendant de la matrice de diffusion nucléon-nucléon, ondes distordues) mais surtout des incertitudes quant à la description des états initial et final du noyau. Nous avons vu cependant que lorsque ceux-ci peuvent être déduits d'un modèle, comme dans le cas du ^{12}C , le calcul de la section efficace est un excellent moyen de vérifier la validité de celui-ci.

La diffusion inélastique des protons de moyenne énergie permet donc, d'une part la détermination des caractéristiques des niveaux excités et le calcul des probabilités réduites des transitions quadrupolaires électriques et, d'autre part, la vérification des modèles nucléaires et du mécanisme d'interaction directe. L'utilisation de protons comme projectiles présente l'avantage d'une section efficace élevée (de l'ordre d'un facteur 10^5 par rapport à l'emploi des électrons), ce qui permet en particulier d'effectuer, soit des mesures de polarisation qui sont surtout sensibles aux importances relatives des termes de spin et d'isospin de la matrice de diffusion nucléon-nucléon, soit des mesures de corrélations angulaires entre le proton diffusé et le photon de désexcitation. On remarquera que la diffusion des électrons ne peut donner aucun renseignement sur les isospins des niveaux excités.

Du point de vue expérimental, la seule difficulté réside dans l'amélioration de la résolution. Bien que la nôtre de 0,8 MeV soit très suffisante pour l'étude des noyaux légers et nous ait même permis une étude systématique des principaux niveaux de noyaux allant jusqu'à la masse 59 [50], il est certain que meilleure sera la résolution, plus la méthode d'investigation sera fructueuse. C'était ici la largeur en énergie du faisceau primaire qui fixait la limite et il est probable que dans un avenir assez rapproché une amélioration de résolution permettra une nouvelle moisson de résultats expérimentaux.

Manuscrit reçu le 1^{er} avril 1964.

RÉFÉRENCES

- [1] K. STRAUCH & F. TITUS, a) *Phys. Review*, t. **95**, 1954, p. 854 ; b) *Ibid.*, t. **103**, 1956, p. 200 ; c) *Ibid.*, t. **104**, 1956, p. 191.
- [2] H. TYREN & T. A. MARIS, a) *Nuclear Physics*, t. **3**, 1957, p. 52 ; b) *Ibid.*, t. **4**, 1957, p. 637 ; c) *Ibid.*, t. **6**, 1958, p. 82 ; d) *Ibid.*, t. **6**, 1958, p. 446.
- [3] J. M. DICKSON & D. C. SALTER, *Nuovo Cim.* [10], t. **6**, 1957, p. 235.
- [4] J.-P. GARRON, J.-C. JACMART, L. MASSONNET, M. RIOU & C. RUHLA, *Jl Phys.* [8], t. **21**, 1960, p. 317.
- [5] M^{me} H. LANGEVIN-JOLIOT, M^{me} N. MARTY & X. DE BOUARD, *Jl Phys.* [8], t. **21**, 1960, p. 320 ;
X. DE BOUARD, M^{me} H. LANGEVIN-JOLIOT, M^{me} N. MARTY & B. TATISCHEFF, *Nuclear Physics*, t. **28**, 1961, p. 293.
- [6] D. NEWTON, A. B. CLEGG, G. L. SALMON, P. S. FISHER & K. J. FOLEY, *Proc. phys. Soc.*, t. **79**, 1962, p. 27.
- [7] A. CABRESPINE, *Jl Phys.* [8], t. **21**, 1960, p. 332.
- [8] C. BERGAMASCHI, J. C. BRUN, A. CABRESPINE, R. GAYRAUD, M^{me} J. GÉNIN, M^{me} H. LANGEVIN-JOLIOT, M^{me} N. MARTY, A. MICHALOWICZ, P. RADVANYI, M. RIOU, J. TEILLAC & C. VICTOR, *Jl Phys.* [8], t. **21**, 1960, p. 305.
- [9] C. DETRAZ, Diplôme d'Études supérieures, Paris, 1962.
- [10] I. BRISSAUD, Rapport interne, 1^{er} février 1960.
- [11] B. ELBEK & M. NAKAMURA, *Nuclear Instrum. and Methods*, t. **10**, 1961, p. 164.
- [12] H. W. KENDALL, *Trans. profess. Group on nuclear Science*, 1958, NS 5, p. 190.
- [13] B. SJÖGREN, *Nuclear Instrum. and Methods*, t. **7**, 1960, p. 274.
- [14] J. C. BRUN, P. ANTOINE, G. CORBE, J. G. SCHILLER & C. VICTOR, Conf. sur l'Electronique nucléaire, Belgrade 1961, NE 210 ; *Nuclear Electron.*, t. **3**, 1962, p. 267.

- [15] A. JOHANSSON, G. TIBBEL, K. PARKER & P. E. HODGSON, *Nuclear Physics*, t. **21**, 1960, p. 383.
- [16] A. E. TAYLOR & E. WOOD, *Nuclear Physics*, t. **25**, 1961, p. 642.
- [17] A. K. KERMAN, H. MCMANUS & R. M. THALER, *Ann. Physics*, t. **8**, 1959, p. 551.
- [18] E. A. SANDERSON, a) *Nuclear Physics*, t. **26**, 1961, p. 420 ; b) *Ibid.*, t. **35**, 1962, p. 557.
- [19] G. R. BISHOP, Proc. of the Conf. on direct interactions and nuclear reaction mechanisms, éd. Gordon and Breach, New York, 1963, p. 734.
- [20] H. NGUYEN NGOC, M. HORS & J. PEREZ Y JORBA, *Nuclear Physics*, t. **42**, 1963, p. 62.
- [21] W. C. BARBER, J. GOLDBERG, G. A. PETERSON & Y. TORIZUKA, *Nuclear Physics*, t. **41**, 1963, p. 461.
- [22] W. J. HORNYAK, J.-C. JACMART, M. RIOU, J.-P. GARRON, C. RUHLA & M. LIU, *Jl Phys.* [8], t. **24**, 1963, p. 1052.
- [23] R. H. HELM, *Phys. Review*, t. **104**, 1956, p. 1466.
- [24] R. HUBY, *Rep. Progr. Physics*, t. **21**, 1958, p. 59.
- [25] J. M. BLATT & V. F. WEISSKOPF, *Theoretical nuclear physics*, éd. J. Wiley, New York, 1952, chap. XII.
- [26] R. HERMAN & R. HOFSTADTER, *High energy electron scattering tables*, éd. Stanford Univ. Press, 1960.
- [27] M. BERNHEIM & G. R. BISHOP, *Phys. Letters*, t. **5**, 1963, p. 270.
- [28] D. F. JACKSON, *Nuclear Physics*, t. **35**, 1962, p. 194.
- [29] C. RUHLA, M. RIOU, J.-P. GARRON, J.-C. JACMART & L. MASSONNET, *Phys. Letters*, t. **2**, 1962, p. 44.
- [30] C. RUHLA, M. RIOU, M. GUSAKOW, J.-C. JACMART, M. LIU & L. VALENTIN, *Phys. Letters*, t. **6**, 1963, p. 282.
- [31] S. J. SKORKA, R. HUBNER, T. W. RETZ-SCHMIDT & H. WAHL, *Nuclear Physics*, t. **47**, 1963, p. 417.
- [32] M. BERNHEIM & G. R. BISHOP, *Phys. Letters*, t. **5**, 1963, p. 294.
- [33] A. B. CLEGG, *Phil. Mag.*, t. **6**, 1961, p. 1207 ; *Nuclear Physics*, t. **38**, 1962, p. 353.
- [34] A. B. CLEGG, *Nuclear Physics*, t. **33**, 1962, p. 194.
- [35] C. M. CHESTERFIELD & B. M. SPICER, *Nuclear Physics*, t. **41**, 1963, p. 675.
- [36] F. AJZENBERG-SELOVE & T. LAURITSEN, *Nuclear Physics*, t. **11**, 1959, p. 1.
- [37] J. S. BLAIR & E. M. HENLEY, *Phys. Review*, t. **112**, 1958, p. 229.
- [38] A. B. CLEGG, K. J. FOLEY, G. L. SALMON & R. E. SEGEL, *Proc. phys. Soc.*, t. **78**, 1961, p. 681.
- [39] D. NEWTON, A. B. CLEGG, G. L. SALMON & D. J. ROWE, *Pré tirage Univ. Oxford*, 1963.
- [40] S. GORODETZKY, F. SCHEIBLING, P. CHEVALLIER, P. MEMRATH & G. SUTTER, *Phys. Letters*, t. **1**, 1962, p. 24 ;
V. J. VANHUYSE & G. J. VANPRAET, *Nuclear Physics*, t. **43**, 1963, p. 344.
- [41] A. M. CORMACK, J.-N. PALMIERI, N. F. RAMSEY & R. WILSON, *Phys. Review*, t. **115**, 1959, p. 599.
- [42] H. POSTMA & R. WILSON, *Phys. Review*, t. **121**, 1961, p. 1229.
- [43] X. DE BOUARD, Thèse, *Ann. Physique* [13], t. **10**, 1965, p. 23.
- [44] N. VINH MAU, Thèse, *Ann. Physique* [13], t. **8**, 1963, p. 1.
- [45] J. H. FRÉGEAU, *Phys. Review*, t. **104**, 1956, p. 225.
- [46] X. DE BOUARD, J. G. FOX, B. GEOFFRION, N. MARTY, C. ROLLAND & B. TATISCHEFF, *Jl Phys.* [8], t. **24**, 1963, p. 1059.
- [47] G. D. SYMONS & P. B. TREACY, *Nuclear Physics*, t. **46**, 1963, p. 93.
- [48] J.-C. JACMART, J.-P. GARRON, M. RIOU & C. RUHLA, Proc. of the Conf. on direct interactions and nuclear reaction mechanisms, éd. Gordon and Breach, New York, 1963, p. 1145.
- [49] D. HASSELGREN, P. U. RENBERG, O. SUNDBERG & G. TIBELL, *Phys. Letters*, t. **9**, 1964, p. 166.
- [50] J.-C. JACMART, J.-P. GARRON, M. RIOU & C. RUHLA, *Phys. Letters*, t. **8**, 1964, p. 269 ;
J.-C. JACMART, M. LIU, R. A. RICCI, M. RIOU & C. RUHLA, *Phys. Letters*, t. **8**, 1964, p. 273.
- [51] B. TATISCHEFF, N. MARTY, X. DE BOUARD, J. G. FOX, B. GEOFFRION & C. ROLLAND, *Phys. Letters*, t. **8**, 1964, p. 54.
- [52] G. R. BISHOP & M. BERNHEIM, *Phys. Letters*, t. **8**, 1964, p. 48.
- [53] B. L. COHEN & A. G. RUBIN, *Phys. Review*, t. **111**, 1958, p. 1568.
- [54] G. SCHRANK, E. K. WARBURTON & W. W. DAENICK, *Phys. Review*, t. **127**, 1962, p. 2159.
- [55] D. KURATH & L. PICMAN, *Nuclear Physics*, t. **10**, 1959, p. 313.
- [56] S. G. NILSSON, *K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys. Medd.*, t. **16**, 1955, p. 29.
- [57] A. DE SHALIT, *Phys. Review*, t. **122**, 1961, p. 1530.
- [58] W. C. BARBER, F. BERTHOOLD, G. FRICKE & F. E. GUDDEN, *Phys. Review*, t. **120**, 1960, p. 2081.
- [59] R. C. RITTER, P. H. STELSON, K. F. MCGOWAN & R. L. ROBINSON, *Phys. Review*, t. **128**, 1962, p. 2320.
- [60] J. LINCK, I. NICOLAS-LINCK, R. BILWES & M^{me} D. MAGNAC-VALETTE, *Jl Phys.* [8], t. **24**, 1963, p. 983.

RECOMMANDATIONS AUX AUTEURS

MANUSCRIT

1. Ecrire très lisiblement le texte ou le dactylographier ; dans ce dernier cas, fournir un exemplaire bien encre. Donner aux interlignes et aux marges une importance suffisante pour permettre les annotations. Etablir tout le texte **au recto seulement** sur papier apte à recevoir des corrections à la plume.

2. Fournir en deux exemplaires le texte d'un sommaire à placer en tête du mémoire. Accompanyer celui-ci d'un tableau général des sous-titres : têtes de chapitres (numérotés en chiffres romains), têtes de paragraphes (numérotés en chiffres arabes), têtes de sous-paragraphes (numérotés en chiffres arabes soulignés, etc., propre à fixer la hiérarchisation de ceux-ci. Fournir en outre le libellé du titre raccourci (50 lettres ou intervalles au maximum) à faire paraître en haut des pages de droite ; et enfin la ou les qualifications dont l'auteur demande que son nom soit accompagné.

3. Le premier paragraphe sera une **Introduction** où on exposera l'objet de l'article et l'état de la question en rappelant les résultats acquis par les travaux antérieurs les plus importants ; cette introduction sera rédigée de telle sorte qu'elle devra permettre au physicien non spécialiste de comprendre la suite de l'exposé. On ne saurait trop recommander cette manière de faire qui est avantageuse tant pour l'auteur qui désire que ses travaux soient connus en dehors d'un cercle restreint de spécialistes, que pour la Revue qui l'édite et cherche à accroître le nombre de ses lecteurs.

4. Marquer nettement les mises à la ligne (alinéas), en évitant de multiplier à l'excès le nombre de ces coupures. Les renvois faits par l'auteur à son propre texte doivent viser non telle page du manuscrit, mais tel paragraphe.

5. Indiquer, en les soulignant d'un trait continu droit ou ondulé, les mots et les nombres à faire ressortir par emploi de caractères italiques ou de caractères gras, mais user discrètement de cette faculté. Marquer les formules ou équations à écrire sur ligne séparée, en laissant toutefois dans le texte celles qui peuvent y être maintenues. Désigner éventuellement (mais rarement) les formules à entourer d'un cadre.

Les lettres à faire paraître en caractères spéciaux (ronde, bâtarde) doivent faire l'objet d'une mention spéciale dans la marge du texte.

6. Les notes de bas de page seront numérotées continûment, l'auteur pouvant ainsi renvoyer le lecteur deux ou plusieurs fois à la même note.

7. Les références bibliographiques seront rassemblées de préférence en fin de mémoire et les renvois qui les visent feront l'objet d'un numérotage continu et distinct, placé entre crochets. Chacune d'elles comportera, pour un article, au moins les indications successives ci-après : initiale du prénom suivie du nom (celui-ci en lettres capitales) de l'auteur visé ; titre en italique et éventuellement abrégé, en se conformant aux conventions indiquées dans les pages qui suivent les tables des matières des *Cahiers de Physique*, du périodique dans lequel a paru le mémoire ; numéro du tome (en chiffres arabes gras) ; année de la parution ; numéro de la page initiale du mémoire. Exemple : H. WAGNER, *Optik*, t. 11, 1954, p. 37.

S'il s'agit d'un ouvrage, on fera suivre le nom de l'auteur du titre de l'ouvrage (en caractères romains pour éviter toute confusion avec un titre de périodique), du nom de l'éditeur, du lieu et de l'année de la parution. Exemple : H. WAGNER, *Optik*, éd. Stein, Berlin, 1950.

8. Au cours de la rédaction on tiendra compte en particulier des quelques remarques suivantes.

Quand un nom propre étranger commence par H, cette lettre est aspirée ; on doit donc écrire bobines de Helmholtz (et non d'Helmholtz), principe de Huygens, etc. Les noms d'organisations, associations, périodiques ou ouvrages ne doivent jamais être traduits.

Par contre, on s'efforcera de toujours trouver des équivalents français aux termes techniques étrangers. En cas d'impossibilité, l'expression étrangère employée sera mise entre guillemets et sa signification précisée.

On écrira minimum, maximum, optimum comme adjectifs aux masculin et féminin singuliers

(ces mots étant des neutres) ; minima ou minimums, etc. (à volonté) aux masculin et féminin pluriels.

On rappelle que recouvrir veut dire couvrir de nouveau ou couvrir complètement ; on ne doit donc pas écrire, par exemple, « une lame de verre à moitié recouverte d'une couche d'argent ».

On n'oubliera pas qu'un *facteur* est un rapport dont la valeur ne dépend pas des unités choisies (facteurs de transmission, de réflexion, etc.), tandis qu'un *coefficient* dépend des unités choisies (le coefficient d'absorption est l'inverse d'une longueur).

Un texte n'est compréhensible par un lecteur étranger que s'il est rédigé en français correct.

NOTATIONS, FORMULES ⁽¹⁾ ET TABLEAUX

9. Toutes les notations, même les plus courantes, devront être définies une seule fois avant leur introduction dans les équations mathématiques. On évitera avec soin d'attribuer à une même notation des sens différents ce qui, outre la confusion que cela risquerait de créer dans l'esprit du lecteur, pourrait entraîner des erreurs de calcul non immédiatement décelables. Pour cela, on fera appel au besoin, non seulement aux lettres italiques et à celles de l'alphabet grec, mais aussi aux caractères romains, gras (qu'il vaut donc mieux ne pas réserver à la représentation des vecteurs), aux lettres rondes et bâtardes. Dans les cas compliqués, on fournira à part un tableau des notations rangées dans l'ordre alphabétique.

En principe, les caractères italiques et les lettres bâtardes sont réservés aux grandeurs et fonctions algébriques et physiques, à l'exclusion des simples quantités arithmétiques qui sont imprimées en caractères romains (exemple : l'indice de réfraction n , le nombre quantique n). Les désignations de points, de lignes, de domaines d'intégration, etc. des figures sont à dessiner et à imprimer en caractères romains ou en lettres rondes.

Numéroter les tableaux numériques en chiffres romains de manière continue. Les présenter sans cadres ni traits verticaux ou horizontaux et en souligner éventuellement le titre.

10. Les équations mathématiques seront numérotées continûment, à gauche (en chiffres arabes encadrés de parenthèses) et accompagnées de ponctuation à droite. On n'écrira pas « on a : $x = \dots$ », mais « on a $x = \dots$ », car on n'écrit pas « on a : une équation ».

On évitera autant que possible les indices d'indice et toutes complications exagérées d'écriture.

On soulignera dans les formules ou on barrera légèrement au crayon bleu les lettres ou les chiffres à imprimer en caractères italiques, on soulignera d'un trait ondulé ceux qui doivent être en caractères gras, le tout en conformité avec le texte.

11. On adoptera les conventions suivantes dont l'emploi sera limité aux formules ou énoncés de résultats numériques :

$\neq$ différent de ; $\simeq$ égale environ à ; $\sim$ équivalent à ; $\rightarrow$ tend vers ; $\lim x$, limite de x ; $\propto$ proportionnel à ; Cte, constante ; $\text{Re } z$, partie réelle de z ; $\text{Im } z$, partie imaginaire de z ; $|z|$, module de z ; z^* , complexe conjugué de z ; % pour cent ; ‰ pour mille.

Comme signe de la multiplication, on peut utiliser $\times$ ou $\cdot$; mais il est recommandé de ne pas employer le symbole $\cdot$ entre des chiffres, ni le symbole $\times$ entre des lettres. On omettra le symbole de la multiplication devant des parenthèses, des crochets ou des accolades, entre deux lettres ou entre un chiffre et une lettre.

12. *Autres symboles algébriques.* — Les tableaux des déterminants seront placés entre traits verticaux.

Le symbole de la différentielle totale est la lettre d en romain.

Dans l'écriture des nombres complexes, on emploiera i pour représenter $\sqrt{-1}$; l'adoption de cette lettre grasse laisse disponibles i , j , j et évite donc toute confusion, même en électricité.

La base des logarithmes népériens s'écrira e ; mais lorsque l'exposant de e aura une expression compliquée, on écrira $\exp(\dots)$ plutôt que $e^{\dots}$.

Pour les autres fonctions courantes, on se conformera aux notations normalisées suivantes : logarithme à base a de x , $\log_a x$; logarithme décimal de x , $\log x$; cologarithme décimal de x , $\text{colog } x$; logarithme népérien de x , $\text{Log } x$ (ne pas employer $\ln$, ni L) ;

$\sec x = 1/\cos x$; $\text{cosec } x = 1/\sin x$; $\text{arc sin } x$; $\text{arc cos } x$; $\text{arc tg } x$; $\text{arc cotg } x$; on écrit

(1) Voir aussi normes NF X 02-100 à 111 de février 1955.

Arc $\sin x$ et Arc $\operatorname{tg} x$ lorsqu'on veut préciser que l'arc est compris entre $-\pi/2$ et $+\pi/2$,
 Arc $\cos x$ et Arc $\operatorname{cotg} x$ lorsqu'on veut préciser que l'arc est compris entre 0 et π ;
 $\arg \operatorname{sh} x$, $\arg \operatorname{ch} x$, $\arg \operatorname{th} x$, $\arg \operatorname{coth} x$ et, si l'on veut préciser que l'argument est positif,
 $\operatorname{Arg} \operatorname{ch} x$.

Les symboles de certaines fonctions très utilisées n'ont pas été normalisés ; il est recommandé d'employer les suivants :

sinus intégral, Si $x = \int_0^x \frac{\sin t}{t} dt$ ou si $x = - \int_x^\infty \frac{\sin t}{t} dt$;

cosinus intégral, Ci $x = - \int_x^\infty \frac{\cos t}{t} dt$;

fonction d'erreur, $\Theta(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$;

intégrales de Fresnel, $\mathbf{C}(v) = \int_0^v \cos(\pi t^2/2) dt$ et $\mathbf{S}(v) = \int_0^v \sin(\pi t^2/2) dt$;

fonction factorielle, $\Gamma(z)$;

fonctions de Bessel de première espèce $\mathbf{J}_\nu(z)$, de deuxième espèce $\mathbf{Y}_\nu(z)$, de troisième espèce ou de Hankel, $\mathbf{H}_\nu(z)$;

fonctions de Bessel modifiées de première espèce $\mathbf{I}_\nu(z)$ et de deuxième espèce $\mathbf{K}_\nu(z)$;

fonctions de Kelvin, $\operatorname{ber} z$, $\operatorname{bei} z$, $\operatorname{ker} z$, $\operatorname{kei} z$;

fonctions de Legendre, $P_n^m(z)$ et $Q_n^m(z)$;

fonctions de Mathieu, $\operatorname{ce}_m(z, q)$ et $\operatorname{se}_m(z, q)$;

polynômes d'Hermite, $H_n(z)$; polynômes de Tchebycheff, T_n ;

fonction hypergéométrique, $F(\alpha, \beta, \gamma; x)$.

13. *Symboles vectoriels.* — Les vecteurs seront indiqués par une flèche surmontant la ou les lettres qui les désignent : flèche droite pour les vecteurs polaires, flèche courbe pour les vecteurs axiaux. (Remarque que la notation normalisée ne distinguant pas les scalaires et les pseudo-scalaires, on pourra être conduit à écrire des égalités telles que, par exemple, $\vec{F} = m \vec{H}$ pour la force qu'exerce un champ magnétique sur une masse magnétique.)

On se conformera aux notations normalisées suivantes :

produit scalaire du vecteur $\vec{a}$ par le vecteur $\vec{b}$, $\vec{a} \cdot \vec{b}$;

produit vectoriel du vecteur $\vec{a}$ par le vecteur $\vec{b}$, $\vec{a} \wedge \vec{b}$ (ne pas employer $\times$) ;

gradient du champ scalaire U , $\operatorname{grad} U$ ou ∇U (bien qu'il s'agisse ici d'un vecteur, on ne met pas de flèche sur l'opérateur nabla représenté par ∇) ;

divergence du champ vectoriel $\vec{F}$, $\operatorname{div} \vec{F}$ ou $\nabla \cdot \vec{F}$;

rotationnel du champ vectoriel $\vec{F}$, $\operatorname{rot} \vec{F}$ ou $\nabla \wedge \vec{F}$;

laplaciens de U et $\vec{F}$, $\Delta_2 U$ et $\Delta_2 \vec{F}$ (quand aucune confusion n'est à craindre, on peut omettre l'indice 2).

14. *Symboles du calcul matriciel.* — Les tableaux matriciels seront placés entre crochets.

On se conformera aux notations suivantes :

matrice dont les éléments sont a_i^j (i étant le numéro de la ligne et j celui de la colonne), $[a_i^j]$ ou $\mathbf{a}$; matrice transposée, $[\tilde{a}]$ ou $\tilde{\mathbf{a}}$; matrice conjuguée, $[a]^*$ ou $\mathbf{a}^*$; matrice associée (ne pas l'appeler matrice adjointe), $[a]^+ = [\tilde{a}]^*$ ou $\mathbf{a}^+$; matrice diagonale, $\{a\}$; matrice unité, $[1]$ ou $\mathbf{1}$; matrice inverse, $[a]^{-1}$ ou $\mathbf{a}^{-1}$; matrice adjointe, $\operatorname{adj} [a]$ ou $\operatorname{adj} \mathbf{a}$; trace d'une matrice carrée, $\operatorname{Tr}[\mathbf{a}]$.

15. *Symboles physiques.* — Certaines constantes physiques fondamentales seront imprimées, de préférence, en caractères italiques gras : $\mathbf{c}$, vitesse de la lumière dans le vide ; $\mathbf{e}$, charge (en valeur absolue) de l'électron ; $\mathbf{k}$, constante de Boltzmann.

16. *Symboles chimiques.* — Dessiner soigneusement les schémas chimiques en se conformant aux règles de l'Union Internationale de Chimie pure et appliquée, les symboles des atomes étant suivis en bas du nombre d'atomes, en haut de l'indice d'ionisation et précédés en bas du numéro atomique, en haut du nombre de masse. Exemple : ${}^{32}_{16}\text{S}_2^{2+}$ représente une molécule S_2 deux fois ionisée dans laquelle chaque atome a le numéro atomique 16 et le nombre de masse 32. Le degré d'ionisation d'un atome peut aussi être indiqué par un chiffre romain suivant le symbole de l'atome, mais ce chiffre sera imprimé en petite capitale, afin qu'il ne puisse y avoir confusion avec un composé chimique. Par exemple, Na I désigne l'atome de sodium neutre tandis que NaI est l'iodure de sodium.

Dans les formules, le constituant électronégatif doit toujours être placé en tête ; exemples,

NaCl, Na₂SO₄. On nommera les sels en fonction du métal et non de l'oxyde ; exemple, magnésie ou oxyde de magnésium et non oxyde de magnésle.

NOMBRES ⁽²⁾

17. Ecrire les nombres décimaux avec une virgule de séparation entre la partie entière et la fraction décimale, et avec de petits intervalles blancs (sans points) entre les tranches successives de trois chiffres à gauche ou à droite de la virgule. Tendre à faire paraître uniquement les chiffres significatifs, en adjoignant en tant que de besoin le facteur 10, élevé à une puissance positive ou négative.

Le dernier chiffre significatif d'un nombre, s'il a une valeur douteuse, sera avantageusement écrit en indice du dernier chiffre considéré comme certain.

18. Chaque fois que cela sera possible, on évitera les nombres fractionnaires : on écrira 0,5 plutôt que 1/2 ; 0,1, 0,01 plutôt que 1/10, 1/100.

Après l'article, on écrira de préférence le nombre fractionnaire en toutes lettres, surtout quand le numérateur est l'unité : le tiers, le centième, plutôt que le 1/3, le 1/100.

Les nombres fractionnaires, les quotients de chiffres ou de lettres à placer dans le texte seront écrits de préférence avec barre de fraction oblique, plutôt que barre horizontale (pour éviter d'écarter les deux lignes du texte qui encadrent la ligne intéressée). Mais on veillera à écrire 3 x/4 et non 3/4 x qui ne se différencie pas de 3/(4 x).

UNITÉS, ABRÉVIATIONS ⁽²⁾ ⁽³⁾

19. Les unités de mesures non précédées d'un nombre seront obligatoirement écrites en toutes lettres. Les noms des unités, même constitués par des noms de savants, sont grammaticalement des noms communs, leur initiale est une lettre minuscule et ils prennent un s au pluriel.

Précédées d'un nombre, entier ou fractionnaire, les unités seront de préférence écrites en abrégé ; dans tous les cas, elles seront écrites après que le nombre qui leur sert de coefficient a été intégralement énoncé, y compris sa partie fractionnaire : 2,3 m, 77,5° K = — 195,5° C.

Les abréviations d'unités de mesures seront écrites en caractères romains, conformément au tableau suivant, sans apposition de point final ; elles ne prennent pas la marque du pluriel.

Multiples et sous-multiples		Unités					
téra (10 ¹²)	T	mètre	m	dyne	dyn	tesla	T
giga (10 ⁹)	G	micromètre	μm	newton	N	gilbert	Gi
méga (10 ⁶)	M	(ou micron)	(ou μ)	erg	erg	degré Celsius	° C
myria (10 ⁴)	ma	ångström	Å	joule	J	degré Kelvin	° K
kilo (10 ³)	k	mètre carré	m ²	électronvolt	eV	calorie	cal
hecto (10 ²)	h	mètre cube	m ³	watt	W	thermie	th
déca (10 ¹)	da	litre	l	cheval-vapeur	ch	frigorie	fg
déci (10 ⁻¹)	d	grade	gr	bar	b	candela	cd
centi (10 ⁻²)	c	degré	d ou °	pascal	Pa	nit	nt
milli (10 ⁻³)	m	minute d'angle	'	atmosphère	atm	stilb	sb
micro (10 ⁻⁶)	μ	seconde d'angle	"	ampère	A	lumen	lm
nano (10 ⁻⁹)	n	tour	tr	ampère-tour	At	lux	lx
pico (10 ⁻¹²)	p	radian	rd	volt	V	phot	ph
		stéradian	sr	ohm	Ω	curie	Ci
		gramme	g	coulomb	C	röntgen	R
		tonne	t	farad	F	dioptrie	δ
		jour	j	henry	H	bel	B
		heure	h	oersted	Oe	poiseuille	Pl
		minute de temps	mn	gauss	G	poise	Po
		(ou m) ⁽⁴⁾		maxwell	M	stokes	St
		seconde de temps	s	weber	Wb	franc	F (ou FF)
		hertz	Hz				

⁽²⁾ Voir aussi fascicule de documentation X n° 02-005 édité par l'Association française de Normalisation.

⁽³⁾ Voir aussi décret n° 61-501 du 3 mai 1961 (*Journal officiel* du 20 mai 1961).

⁽⁴⁾ Par exemple, on écrit 3 mn, mais 3 h 2 mn 15 s.

Les abréviations non courantes que l'auteur pourrait être amené à employer seront définies dans le texte.

20. Lorsqu'il sera nécessaire de préciser un système d'unités, on écrira celui-ci entre parenthèses : (CGS), (MTS), (ués), (uém), en caractères romains.

Les unités dérivées comportent, selon les cas, un ou des points de multiplication ou traits d'union (ampère-tour, watt-heure), un ou des traits obliques de division (cm/s^2). Ces traits de division seront avantageusement remplacés par des points de multiplication, suivis d'une puissance négative de l'unité dont il s'agit.

Les dénominations période par seconde, cycle par seconde et leurs multiples seront systématiquement remplacées par leurs synonymes : hertz (Hz) et ses multiples.

21. Le pluriel s'appliquera aux deux éléments d'une multiplication : des ampères-tours, des watts-heures ; mais au dividende seul d'une division : des tours/minute. On écrira en un seul mot électronvolt et kiloelectronvolt ; électronvolts et kiloelectronvolts (eV ; keV) ; mais on écrira seconde lumière, année lumière ; secondes lumière, années lumière (sans point ni trait d'union).

FIGURES

22. Fournir *sur feuilles distinctes* les documents (dessins ou photographies) utiles à l'illustration. Les figures seront numérotées continûment, sans distinction entre dessins et photographies.

Les légendes à placer sous les figures seront fournies *séparément*, rédigées en double conformité avec le texte et avec la figure. Eviter de mentionner numériquement dans les légendes des échelles ou grossissements qui deviendraient inexacts par la réduction ; on figurera sur le dessin ou la photographie un segment de droite représentatif d'une longueur inscrite à côté de ce segment.

Chaque figure devra être visée au moins une fois dans le texte ; sauf avis contraire, elle sera placée par le compositeur au plus près du premier renvoi qui la vise.

23. Si les dessins sont mis au net par l'auteur, celui-ci doit tenir compte de l'échelle de réduction à prévoir et déterminer en conséquence l'épaisseur de ses traits, les dimensions de ses chiffres et de ses lettres. Les dessins peuvent être remplacés par de simples croquis, assez soignés pour que notre dessinateur les interprète correctement ; on devra distinguer, sur ces croquis, les divers types de caractères (lettres et éventuellement chiffres) en correspondance avec le texte du mémoire.

24. Les photographies seront fournies en positif sur papier blanc et glacé, tirées à contraste moyen, en prenant soin que les blancs soient purs et que les détails désirables apparaissent avec netteté. On évitera, dans les prises de vues d'appareils, la parution dans le champ d'objets parasites, ainsi que les fonds gris (tendre une toile blanche derrière l'appareillage). On évitera aussi les reflets et les ombres portées exagérées, soit en opérant à la lumière du jour, soit, si l'on opère à éclairage artificiel, en posant longtemps, à diaphragme étroit, avec source de lumière baladeuse pendant la durée de la pose. On aura avantage à fournir une photographie débordant de tous côtés sur la vue à reproduire, de manière que puissent être sacrifiés les bords, toujours défectueux ; dans ce cas, on marquera sur les bords les limites de la partie à conserver.

Si des écritures doivent être apposées sur la photographie à reproduire, celles-ci devront être indiquées par l'auteur soit sur un calque, soit sur une deuxième épreuve.

Eviter de déformer en quoi que ce soit la face utile de la photographie, comme cela arrive lorsqu'on écrit au dos de celle-ci ou lorsqu'on l'assujettit par une attache métallique.

TABLEAU DES SIGNES DE CORRECTION

lettre à changer et correction
hors de sa place

mot à changer

à ajouter et correction hors de sa place

bourdon (texte omis)

à retrancher

à retourner

lettre et mot à transposer

ligne à transposer

grande capitale

séparation et rapproche

mots biffés à conserver

à aligner

romain

italique

à rentrer

à sortir

mettre en bas de casse

lettres d'un autre aël

corrections semblables et successives

espace à baisser

alinéa

petites capitales et supérieures

blanc à augmenter

blanc à diminuer

ligne à espacer également

ligne à regagner

C'est ~~in~~ fait digne de r/marque que l'in- u/e/it
vention qui a contribué le plus ~~pu~~ à ~~puissam~~
perpétuer ~~les~~ souvenirs historiques n'ait pu ~~é~~ ~~h~~ ~~les~~
jusqu'à ce jour répandre ~~sa~~ propre ori- ~~ph~~ ~~voir en bas~~
gine. T/rois villes, Mayence, Strasbourg ~~et~~ ~~et~~ ~~de page~~
Harlem, se disputent l'honneur d'avoir ~~l'art~~ ~~et~~
le ~~de~~ berceau l'imprimerie. Quant à l'époque ~~l'art~~
remonter à la moitié du xv^{me} siècle.

de sa naissance, on la fait généralement

Il résulte néanmoins que l'hésitation des éru-
dits sur ce point his- torique une incertitude
qui porte à la fois sur l'auteur, sur le
lieu et ~~sur~~ l'année de cette découverte.

Si l'on considère la proximité des temps et
des pays té/loins de cet évènement, on

s'expliquera assez difficilement les causes qui
suspendent encore de nos jours la solution

de ce triple problème. Le concours des
traditions contemporaines et des plus savantes

investigations n'a jusqu'ici donné pour
résultats que certaines probabilités plus ou

moins fondées, mais j/mphis une évidence
suffisante ~~X~~ pour triompher des scrupules

de l'histoire. Depuis le commencement du
xvi^{me} siècle jusqu'à nos jours, un très

grand nombre d'ouvrages ont été publiés sur
cette matière dans différents pays.

Les historiens et les bibliographes se sont
(

livrés aux recherches les plus laborieuses et
les plus / diverses, / certitude / irréfragable / sur

aucun des trois points contro-
versés.

¶ la lumière sur le mystère qui enveloppe

Publications Périodiques de la Revue d'Optique

(Spécimens sur demande)

REVUE D'OPTIQUE théorique et instrumentale

Fondée en 1922 et publiée mensuellement sous les auspices de l'Institut d'Optique théorique et appliquée, et du Syndicat général de l'Optique et des Instruments de précision. Directeur : Y. LE GRAND.

Abonnement (1965). France et France d'Outre-Mer : 50 F — Etranger : suppl. 10 %
Années antérieures (Port en sus). Un an : 40 F — Un mois : 4 F (1922-23-24 partiellement épuisés).

SCIENCE ET INDUSTRIES PHOTOGRAPHIQUES

(Mensuel à collaboration internationale). Mémoires originaux, documentation scientifique et technique de la Photographie, de la Radiographie et de la Cinématographie. Rédacteur en chef : M^{lle} S. BERTUCAT.

Abonnement (1965). France et France d'Outre-Mer : 45 F — Etranger : suppl. 10%.
Années antérieures (Port en sus). Un an : 40 F — Un mois : 4 F (1939, 1954 et 1958 partiellement épuisés).

ANNALES DES TÉLÉCOMMUNICATIONS BULLETIN SIGNALÉTIQUE DES TÉLÉCOMMUNICATIONS

Revue du Centre National d'Etudes des Télécommunications (Ministère des P. et T.)

Abonnement (1965) aux deux revues. France et France d'Outre-Mer : 130 F
Etranger : suppl. 10%

Abonnement aux Annales (bimestriel) : 30 F, le fascicule : 6 F.

Abonnement au Bulletin (mensuel) : 100 F, le numéro : 10 F.

Années antérieures (Port en sus). Collection complète (1946-1964) : 1915 F — Un an : 100 F jusqu'en 1958 ; à partir de 1958 : Annales, 25 F ; Bulletin signalétique, 90 F.

BULLETIN DE MICROSCOPIE APPLIQUÉE

(« Microscopie » et « Bulletin d'Histologie » réunis)

Organe bimestriel illustré de la Société Française de Microscopie théorique et appliquée (fondée en 1948).

Parution interrompue après le tome 13 (1963). Collections complètes et numéros anciens disponibles.

Antérieurement, « Microscopie » (Port en sus). Un an : 20 F — Un fascicule (tome 1, n° 1 et 2 épuisés) : 6 F.

ANNALES D'OPTIQUE OCULAIRE

OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE - OPTOMÉTRIE - LUNETTERIE

Collection complète (t. 1 à 3), port en sus : 30 F. Un n° : 2,5 F.

ÉDITIONS DE LA REVUE D'OPTIQUE

3 et 5, Boulevard Pasteur - PARIS (XV^e)

Chèques Postaux : Paris 381.78.

R. C. Seine 57 B 17917

Téléphone : Ségur 28-26

NOUVEAUTES 1955-1965

Y. LE GRAND. — Optique physiologique. Tome I : La Dioptrique de l'Œil et sa correction. Préface de Ch. Fabry. 3 ^e édition revue et augmentée. Un vol. 412 p. 22 × 14 cm, 124 fig. (1965). Broché	30	F
Tome II : Lumière et couleurs. Un vol. 492 p. 22 × 14 cm, 125 fig. (1948). Broché.	20	F
Tome III : L'espace visuel. Préface de J. Becquerel. Un vol. 392 p. 22 × 14 cm, 101 fig. (1956). Broché.	20	F
Dr A. SPIELMANN. — La méthode de Bates (gymnastique oculaire). Un vol. 68 p. 24 × 16 cm (1963). Broché.	6	F
R. RENAULT. — Electronique générale. Un vol. xii-288 p. 25 × 16 cm, 170 fig. (1963). Broché.	25	F
M. FRANÇON. — Expériences de physique. Expériences de démonstration. 2 ^e édition revue et augmentée. Un vol. 340 p. 25 × 16 cm, 620 fig. et 5 pl. h.-t. dont une en couleurs (1963). Broché	32	F
P. NASLIN. — Vocabulaire technique trilingue (français, anglais, allemand). 2 ^e édition revue et augmentée. Un vol. xviii-432 p. 22 × 14 cm (1962). Relié	40,5	F
C. SAVIGNY. — Optique graphique. Préface de M. Bastian. Un vol. 132 p. 27 × 21 cm, 60 planches (1962). Broché.	23	F
APPLICATIONS DES ÉQUATIONS NON LINÉAIRES A LA PHYSIQUE THÉORIQUE. Réunions 1959 Louis DE BROGLIE. Un vol. 172 p. 25 × 16 cm, 47 fig. (1962). Broché	20	F
H. BONGRAIN, B. PERRIER ET J.-P. BAILLARD. — Recueil de problèmes de physique nucléaire avec solutions développées. Préface de L. de Broglie. Quatre fasc. 27 × 21 cm (1962). Brochés I : 124 p., 15 F ; II-III : 220 p., 22 F ; IV, 124 p.	15	F
A. ANGOT. — Compléments de Mathématiques à l'usage des ingénieurs de l'Electro-technique et des Télécommunications. Préface de Louis de Broglie. 4 ^e édition. Un vol. x-836 p. 25 × 16 cm, 357 fig. (1961). Relié.	65	F
MÉCANIQUE ONDULATOIRE ET BIOLOGIE MOLÉCULAIRE. Réunions 1960 Louis DE BROGLIE. Un vol. 172 p. 25 × 16 cm, 74 fig. (1961). Broché	18	F
F. DU CASTEL, P. MISMÉ, A. SPIZZICHINO ET J. VOGÉ. — Réflexions partielles dans l'atmosphère et propagation à grande distance. Un vol. 71 p. 30 × 21 cm, 68 fig. (1960). Broché.	8	F
A. MARÉCHAL ET M. FRANÇON. — Diffraction, structure des images, influence de la cohérence de la lumière. Un vol. viii-204 p. 25 × 16 cm, 144 fig., 8 planches (1960). Broché	32	F
PROBLÈMES ACTUELS EN THÉORIE DE LA RELATIVITÉ. Réunions 1958 Louis DE BROGLIE. Un vol. 124 p. 25 × 16 cm (1959). Broché.	12	F
A. LEFRANÇOIS. — Approximations expérimentales et numériques. Un vol. 128 p. 21 × 14 cm, 32 fig. (1959). Broché	6,6	F
TABLES NUMÉRIQUES DES FONCTIONS ASSOCIÉES DE LEGENDRE. Fonction associée de première espèce $P_n^m(\cos \theta)$, t. I, 22 p., 291 planches (1953). Broché.	30	F
Tome II, 640 p. 30 × 21 cm (1959). Broché.	56	F
C. SANDORFY. — Les spectres électroniques en chimie théorique. Préface de Louis de Broglie. Un vol. 230 p. 22 × 14 cm, 121 fig. (1959). Broché.	20	F
LA SPECTROGRAPHIE INFRAROUGE ET LES GRANDEURS MOLÉCULAIRES. Réunions 1956 Louis DE BROGLIE. Un vol. 128 p. 25 × 16 cm, 27 fig. (1958). Broché	12	F
Y. LE GRAND. — Vision, lumière et éclairage. Un vol. viii-104 p. 25 × 16 cm, 37 fig. (1958). Broché.	6	F
LA SPECTROSCOPIE EN RADIOFRÉQUENCES. Réunions 1955 Louis DE BROGLIE. Un vol. 164 p. 25 × 16 cm, 102 fig. (1957). Broché.	16	F
J. L. PIGNET. — Méthodes non destructives pour l'étude et le contrôle des matériaux. Préface de P. Bastien. Un vol. 278 p. 27 × 21 cm avec fig. (1957). Broché.	20	F
PROPRIÉTÉS ET STRUCTURE DES NOYAUX. Réunions 1954 Louis DE BROGLIE. Un vol. 126 p. 25 × 16 cm, 30 fig. (1956). Broché	12	F
COLLOQUE NATIONAL SUR L'OPTIQUE MOLÉCULAIRE ET LA PHYSICO-CHIMIE STRUCTURALE (Bordeaux, 7-11 mai 1956). Un vol. 96 p. 25 × 16 cm 35 fig. (1956). Broché.	6	F
G. DE VAUCOULEURS, J. DRAGESCO, P. SELME, M ^{me} H. FARAGGI ET H. TELLEZ-PLASENCIA. — Manuel de photographie scientifique. Préface de L. P. Clerc. Un vol. 392 p. 25 × 16 cm, 118 fig. et 38 pl. h.-t. (1956). Broché	30	F
M. ET D. CURIE. — Questions actuelles en luminescence cristalline. Un vol. vi-86 p. 25 × 16 cm, 39 fig. (1956). Broché	6	F
A. LEFRANÇOIS. — Algèbre et compléments analytiques. Deux vol. brochés 22,5 × 14 cm. T. I : 340 p., 203 fig. (1950), 9 F ; t. II : 440 p., 245 fig. (1955)	12,5	F

Catalogue complet envoyé gratuitement sur demande